PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 22/23 — 1. Dezember 1936. Redaktionsschluß für Nr. 1 am 15. Dezember 1936. — 37. Jahrgang

INHALT:

Nachrichten S. 770.

Berichtigung. S. 770.

Vorträge auf der 12. Deutschen Physiker-Tagung in Bad Salzbrunn vom 13. bis 19. September 1936:

Allgemeine Eröffnungssitzung

W. Kossel, Otto von Guericke. Mit einem Bildnis. S. 771.

a) Zusammenfassende astrophysikalische Vorträge

P. ten Bruggencate, Der Bau des Weltalls. Mit Tafel IX. S. 780.

E. Schoenberg, Über die Verteilung und die Natur der dunklen Materie im Weltraum. Mit Tafel X. S. 785.

A. Unsöld, Die Sternatmosphären. S. 792.

W. Kolhörster, Ganzjährige Registrierungen koinzidierender Höhenstrahlen. S. 797.

b) Physikalische Vorträge

H. Krefft, K. Larché und F. Rößler, Spektrale Energieverteilung und Lichtausbeute der Entladung in Quecksilberdampf bei hohen Drucken. S. 800.

R. Rompe und W. Thouret, Die Leuchtdichte der Quecksilberentladung bei hohen Drucken. S. 803.

R. Rompe, Über die Rekombination zweiatomiger Moleküle unter Ausstrahlung. S. 807.

G. Jacobi, Die Erzeugung hoher Intensität des Wasserstoffkontinuums mit Hilfe einer Glühkathodenröhre. S. 808.

A. Rüttenauer, Über die Anregung der Phosphore in der Neonentladung. S. 810.

W. Fucks und W. Seitz, Zündspannungsänderung durch Bestrahlung. S. 813.

R. Schade, Über die Aufbauzeit einer Glimmentladung. S. 817.

A. Gehrts, Der Kathodenfall der Glimmentladung I. S. 819.

M. Steenbeck, Über die Brennfeldstärke in der Säule von Entladungen in leichtem und schwerem Wasserstoff. S. 823.

H. Kniepkamp, Die Kennlinie des Niedervoltbogens in Argon. Mit Tafel XI. S. 824.

A. v. Engel, Gültigkeitsgrenze der Diffusionstheorie für die Quecksilberdampf - Niederdrucksäule. S. 830.

H. Alterthum, A. Lompe und R. Seeliger, Die Aufzehrung von Edelgasen in der elektrischen Entladung I. S. 833.

E. W. Müller, Versuche zur Theorie der Elektronenemission unter der Einwirkung hoher Feldstärken. S. 838.

F. Krüger und H. Casper, Über die Wirbelbildung bei Schneidentönen. Mit Tafel XII. S. 842.

J. Malsch, Zur anomalen Dispersion in Dipolflüssigkeiten. S. 849.

H. Gobrecht, Über die Absorptions- und Emissionsspektren der Ionen der Seltenen Erden im festen Zustand. S. 851.

F. Hund, Übersicht über das Verhalten der Materie bei sehr hohen Drucken und Temperaturen. S. 853.

F. Wolf, Anomale Umladungserscheinungen bei sehr langsamen Kanalstrahlen. S. 854.

W. Kossel, Zur Erläuterung des Gebrauchs optischer Gitter für Röntgenspektroskopie. S. 855.

W. Kluge und W. Uhlmann, Der Einfluß von leichtem und schwerem Wasserstoff auf den selektiven Photoeffekt der Alkalimetalle. S. 857.

W. Hartmann, Über künstliche Sperrschichten an elektronischen Halbleitern von verschiedenem Leitungstypus. S. 862.

A. Kühl, Die physikalische Definition der (subjektiven) Helligkeit und der unbunten Farben. S. 865.

L. Bergmann, Neue optische Beugungserscheinungen an schwingenden Festkörpern. Mit Tafel XIII. S. 867

Abhandlungen:

M. Wien, Bemerkungen zu der Arbeit von v. Ardenne, Groos und Otterbein „Dispersionsmessungen im Gebiet der Dezimeterwellen". S. 869.

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis für das Winterhalbjahr 1936/37. S. 871.

Gesuche. S. 872.

NACHRICHTEN.

Preisausschreiben
für das Auffinden geeigneter Zusätze
zum Eis für die Vereisung von Fischen.

Die Kühl- und Lagerhaus Bremerhaven A.G. hat für das Auffinden geeigneter Zusätze zum Eis für die Vereisung von Fischen auf Fischdampfern und beim Versand ins Binnenland ein Preisausschreiben erlassen, und zwar sind ausgesetzt:

ein I. Preis in Höhe von 15000,— RM und
ein II. Preis in Höhe von 10000,— RM,
der eventuell geteilt werden kann.

Da die Steigerung des Fischverbrauchs in Deutschland von hoher volkswirtschaftlicher Bedeutung ist, so wird hiermit von diesem Preisausschreiben Kenntnis gegeben.

Die Einreichung der Arbeiten hat bis zum 1. Juli 1937 zu erfolgen. Die Bedingungen, die erfüllt werden müssen, sowie weitere Einzelheiten des Ausschreibens sind von der Veranstalterin unter folgender Anschrift zu erfahren: Betr.: Z. E. Kühl- und Lagerhaus Bremerhaven A.G., Bremerhaven, Industriegebäude, Alter Hafen.

Auerforschungsstiftung. Die Jahrespreise 1936 erhielten für:

Die Entwicklung eines Gasstraßengeleuchtes Dr. Rudolf Sewig, Privatdozent an der Technischen Hochschule Dresden. — Wege zur analytischen Trennung der seltenen Erden Dr. A. Brukl vom Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Freiburg.

Habilitiert: An der Universität Königsberg Dr. Paul Günther für anorganische Chemie.

Ernannt: Der Dozent für Mathematik an der Universität Hamburg Dr. Erich Kähler zum ord. Prof. an der Universität Königsberg, der Dozent für anorganische und allgemeine Chemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Egon Wiberg zum a. o. Professor daselbst, der ord. Professor der anorganischen Chemie an der Universität Rostock Dr. Max Trautz in gleicher Eigenschaft an der Universität Münster, der nichtbeamtete a. o. Professor an der Universität Göttingen Dr. Günther Cario zum ord. Professor der Experimentalphysik an der Technischen Hochschule Braunschweig, der Dozent an der Universität Breslau Dr. habil. Otto Rellensmann zum ord. Professor der Markscheidekunde und Geophysik an der Bergakademie Clausthal, der Dozent für Chemie an der Universität Heidelberg Dr. Otto Schmidt zum a. o. Professor ebenda, der Dozent für Physikalische Chemie an der Universität Bonn Dr. Freiherr Mark von Stackelberg zum a. o. Professor ebenda, der ord. Professor für Chemie an der Universität Königsberg Dr. Robert Schwarz in gleicher Eigenschaft an der Technischen Hochschule Karlsruhe, der Dozent für anorganische Chemie an der Universität Göttingen Professor Dr. Erich Manegold vertretungsweise zum ord. Professor für Kolloidchemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe, der Dozent für Technologie des Holzes an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Edgar Mörath zum Leiter des Forschungsinstitutes für Sperrholz in Berlin, der Privatdozent für Chemie an der Universität Halle a. d. S. Dr. Rudolf Scholder vertretungsweise für den Lehrstuhl der Chemie an der Universität Königsberg, der a. o. Professor an der Universität Heidelberg Dr. Karl Ziegler zur Vertretung des Ordinariats für Chemie an der Universität Halle a. d. S., der a. o. Professor für theoretische Physik an der Universität Innsbruck Dr. Arthur March zum ord. Professor ebenda, der nichtbeamtete a. o. Professor an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Werner Kuhn kommissarisch zum ord. Professor der Physikalischen Chemie an der Universität Kiel.

Nobelpreise 1936: für Chemie: Der ord. Professor für Physik an der Universität Berlin und Direktor des Kaiser-Wilhelm-Institutes für Physik in Berlin-Dahlem, Herausgeber der Physikalischen Zeitschrift Dr. Dr. h. c. Peter Debye; für Physik: Der Professor für Physik in Pasadena Dr. Carl Anderson und der ord. Professor für Experimentalphysik an der Universität Innsbruck Dr. Viktor F. Heß.

Ehrung: Dem ord. Professor für Physik und Physikalische Chemie an der Universität Zagreb Dr. Iwan Plotnikow wurde vom American Congress of Physical Therapy der Gold Key of merit verliehen.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Astronomie an der Universität Bonn Geh. Regierungsrat Dr. Friedrich Küstner, der frühere ord. Professor für Maschineningenieurwesen an der Technischen Hochschule Berlin Geh. Regierungsrat Dr. Alois Riedler in Wien, der frühere Professor der allgemeinen Chemie an der Technischen Hochschule Budapest Dr. Lajos Ilosvay v. Nagy Ilosva, der Geheime und Oberregierungsrat Professor Dr. Karl Scheel (Herausgeber der „Physikalischen Berichte", „Zeitschrift für Physik") in Berlin-Dahlem, der frühere ord. Professor für Physikalische Chemie an der Universität von Paris Dr. H. L. Le Chatelier, der frühere Professor für Naturphilosophie insbesondere Elektrotechnik in Anderson's College der Universität von Glasgow Dr. George Forbes in Worthing.

Berichtigung.

Durch ein Versehen ist die Bemerkung von Brinkman S. 726 zur Arbeit von Herrmann in der ursprünglichen und nicht in der auf Grund einer internen Auseinandersetzung der Beteiligten abgeänderten Form veröffentlicht worden, während die Erwiderung von Herrmann in der endgültigen Fassung abgedruckt wurde. Zur Klärung des Sachverhalts genügt es, die Zusammenfassung des Brinkmanschen Artikels in der abgeänderten Form abzudrucken:

„Zusammenfassung: Die von O. Herrmann mitgeteilte „Änderung der Rotationsverteilung bei direkter ungestörter Anregung und Ausstrahlung" ist durch Betrachtung des Anregungsmechanismus der verschiedenen Rotationszustände eines Moleküls nicht zu verstehen. Es kommt uns wahrscheinlich vor, daß seine Effekte mit Meßfehlern zusammenhängen.

Die einzelnen Rotationslinien einer Bande haben dieselbe absolute Ausbeute. Herrmanns Werte sind keine absoluten Ausbeuten."

Die Schriftleitung.

Zwölfter Deutscher Physiker- und Mathematikertag in Bad Salzbrunn vom 13. bis 19. September 1936

Allgemeine Eröffnungssitzung

Otto von Guericke

Von W. Kossel, Danzig

(Hierzu ein Bildnis)

Wenn wir unsere diesjährige Tagung durch eine Gedenkstunde an Otto von Guericke einleiten, so soll das mehr sein als eine Form, die durch einen Jahrestag veranlaßt wird. Wir haben ihm gegenüber wirklich eine Ehrenpflicht zu erfüllen — ich möchte fast sagen: eine Schuld abzutragen. Allzusehr ist hinter den glänzenden Einzelergebnissen, von denen jeder weiß, — hinter der Erfindung von Luftpumpe und Elektrisiermaschine und hinter der gewaltigen Auswirkung der Luftpumpenversuche in der Entwicklung der Wärmekraftmaschinen — der Forscher selbst vergessen worden und mit dem Forscher der Mensch, der in einer der schwersten Zeiten der deutschen Geschichte seine ganze Kraft für seine Gemeinschaft einsetzte. Wir empfinden wieder, daß in ganz anderem Maß, als heute geschieht, die Geschichte der Naturwissenschaften lebendig gemacht werden sollte, — daß viel mehr davon gesprochen werden sollte, wie und durch wen ihre Erkenntnisse entstehen. Man gewinnt nicht nur durch die Kenntnis früherer, uns heute in ihrem ganzen Verlauf durchsichtiger Forschungswege ein tieferes Urteilsvermögen für das, was heute im Entstehen begriffen ist, — es dient auch der Stellung der Wissenschaft im Volksganzen, wenn sie nicht als Sammlung nützlicher Daten und Gesetze, sondern als das Werk schöpferischer Menschen empfunden wird. Aus der tiefen Erschöpfung, in der Deutschland nach dem Dreißigjährigen Krieg lag, leuchtet Guerickes aus reiner Erkenntnisfreude hervorgegangene Arbeit als ein Zeugnis vom deutschen Lebenswillen. Wir sind stolz darauf, daß eine Gestalt, die so voll Leben ist, am Anfang der Geschichte der deutschen Physik steht.

Es erscheint mir als das Wichtigste, Guericke in seiner Zeit zu zeigen. Ich will deshalb verhältnismäßig ausführlich von seinem Leben sprechen.

Guericke war Niedersachse, die väterliche und die mütterliche Familie stammten aus Braunschweig. Die Gerickes[1]) waren schon seit drei Jahrhunderten in Magdeburg ansässig, hatten der Stadt Schöffen, Bürgermeister, Kriegsleute gestellt und waren mit anderen Ratsfamilien mannigfach verschwägert. Trotz dieser starken Bindung darf man sich ihren Gesichtskreis nicht als eng vorstellen. Die Familie war gewohnt, von der Stadt, wo sie im Regimente saß, weit hinauszublicken. Der Großvater Otto Guerickes hatte als junger Mann jahrelang in Holland gelebt, der Vater lebte nicht weniger als neun Jahre im Osten, wo er vom Hof des außenpolitisch überaus aktiven Polenkönigs Stephan Báthory in diplomatischer Mission nach Kopenhagen, Stockholm, für fast ein Jahr zum „Großfürsten in der Muscau" — das war damals der erste „Zar", Iwan der Schreckliche — und an den Hof des türkischen Großherrn ging. Von dem Adel, den ihm der polnische König daraufhin verlieh, scheint Hans Gericke zwar keinen Gebrauch gemacht zu haben, als er zu Hause in den Dienst der Vaterstadt trat und schließlich dem Schöffengericht vorsaß, aber wir sehen den in der Welt Erfahrenen an führender Stelle bei ritterlichen Spielen, den letzten, die man dort abhielt (1591). So haben wir, wenn wir uns den Geist des Vaterhauses vorstellen, in dem Otto Guericke aufwuchs, zur verantwortungsbewußten Überlieferung des deutschen städtischen Patriziats den weiten, aus eigner Erfahrung gewonnenen Ausblick über politische Kräfte und Lebensformen im damaligen Europa zu fügen. Es ist die Welt, die uns durch Shakespeares Schilderungen der damaligen europäischen Gesellschaft und in bestimmten Zügen durch die holländische Malerei noch heute vertraut ist.

Den jungen Otto Guericke, der 1602 geboren war, dürfen wir uns als frisch und begabt, seine Jugendzeit leicht und glücklich vorstellen. 15jährig kommt er auf die Universität, wenige Jahre danach verliert er den Vater und lebt dann ein halbes Jahr zu Hause bei der Mutter, die er um so länger — bis in sein 64. Lebensjahr — behielt, und die ihm immer besonders nahe blieb. Er studierte zunächst Rechtswissenschaft. Nach dem Ende dieses Studiums, — er war in Leipzig, Helmstedt, Jena — folgen zwei Jahre, denen wir wohl, obwohl es an einzelnen Äußerungen mangelt, besonders große Bedeutung beilegen müssen: er ging zum Studium der neueren Sprachen, der Naturwissenschaften, der Festungs- und Wasserbaukunst nach Leiden. Holland erlebte damals eine große Zeit. Es bot den Anblick eines Volkes, das sich vor kurzem aus der Fremdherrschaft befreit hatte, und politisch zu größtem Ansehen aufgestiegen war, das in schweren inneren Kämpfen, in denen Männer von durch die Jahrhunderte dauernder Bedeutung, wie Hugo Grotius, beteiligt waren, die eigene staatliche Form befestigte, das Handel und Seefahrt aufs Glänzendste

[1]) Ursprüngliche Schreibweise; erst 1666 abgeändert.

entwickelte — 1602 war die Ostindische Kompagnie begründet worden —, auf dessen Malerei und Tonkunst damals ganz Europa sah. An der Leidener Universität selbst, die ebenfalls eine Blütezeit erlebte, wirkte damals als Physiker, Astronom und Mathematiker der jüngere Snellius, der uns vom Brechungsgesetz bekannt ist. Wir erinnern uns dabei, daß vor kurzem — vor 1605 — in Holland das Fernrohr erfunden worden war. Beim Studium der Wasserbaukunst aber, in der Holland führte, muß Guericke mindestens im Buch, wohl aber auch in mündlicher Tradition, mit den Gedanken des genialen, wenige Jahre vorher verstorbenen Stevin bekannt geworden sein. Wir kennen alle dessen elegante Ableitung des Gleichgewichts auf der schiefen Ebene mittels der Überlegung, daß eine darüber gehängte gleichförmige Kette sich nicht von selbst in Bewegung setzen werde, — eine instinktive Vorbenutzung des Energieprinzips. Ebenso elegant leitet Stevin einige der grundlegenden Sätze der Hydrostatik dadurch ab, daß er in einem Topf voll Flüssigkeit geeignete Teile erstarrt denkt, so daß sie etwa für den flüssig gebliebenen Rest kommunizierende Röhren frei lassen. Bei der erstaunlichen Sicherheit, mit der Guericke in seinen Luftpumpenexperimenten Gleichgewichte von Flüssigkeiten handhabt und auf Gassäulen ausdehnt — in der Korrespondenz zeigt er sich nicht nur Schott, sondern auch noch Leibniz hierin überlegen — möchte man wohl wissen, wie nahe ihm jener Meister des Gedankenexperiments bekannt geworden ist.

Nachdem er noch fast ein Jahr in England und Frankreich gereist war, kehrte Guericke, 24jährig, in die Heimat zurück und trat in den Rat ein. In altgewohnter Feierlichkeit, mit vielen ansehnlichen Gästen, wurde seine Hochzeit mit einer Tochter aus einer schon vielfach mit den Gerickes verschwägerten Ratsfamilie begangen. — Es war das Ende alter gesicherter, in einem friedlichen Deutschland gewachsener Lebensformen. Der Krieg, der während Guerickes Studienzeit in Böhmen begonnen hatte, wuchs und wuchs, Wallenstein brachte ganz Norddeutschland bis zur Ostsee in seine Gewalt, und nach 5 Jahren stand Magdeburg im Brennpunkt des Kriegsgeschehens: Tilly belagerte es, Gustav Adolf wurde zum Entsatz erwartet. In kritischer Lage verhandeln am 10. Mai 1631 Rat und Kommandant mit Abgesandten der Belagerer, als Guericke, der als Kriegsherr der Stadt besondere Verantwortung für das Technische der Verteidigung, für Wälle und Munition, trägt, die allzu lang sich hinziehende Beratung verläßt und schon auf dem Wege den Anzeichen begegnet, daß der Sturm begonnen hat. Als der Kommandant heran ist, begegnet er seinen Leuten bereits im Rückzugsgefecht auf den Straßen der Stadt gegen die eingedrungenen Kroaten. Als er fällt und der Widerstand sich überall auflöst, schlägt sich Guericke zu seinem Haus durch. In einer unbeschreiblichen Wut wurde rings gemordet und geplündert, — „Magdeburger Pardon geben" wurde ein Wort von furchtbarer Bedeutung —, und erst die rasch zunehmende Feuersbrunst vertrieb die Sieger aus den engen Gassen. Guericke vermag die Familie durch alle Bedrohungen zu retten, nur das jüngste Kind stirbt später an einer dort erlittenen Verletzung. Den völlig Ausgeraubten helfen auswärtige Freunde mit Kleidern und Lösegeld.

Guericke trat zunächst als Ingenieur und Generalquartiermeister in den Dienst Gustav Adolfs, den er unter anderem wegen der Befestigung Erfurts persönlich beriet. Sobald indes Magdeburg vom Feind geräumt war, kehrte er dorthin, in „mein und meiner Voreltern unabdenkliches verjährtes Vaterland" zurück. Der zur Reise dorthin ausgestellte Paß: „Von wegen der königlichen Majestät zu Schweden ·· lasset frei · passieren ·· Otto Jericken, Ingeneuren —" vom 17. Februar 1632 ist noch erhalten. Bereits im April hat er die Aufnahme eines Plans der in Ruinen liegenden Stadt beendet, und von nun an ist er unausgesetzt am Wiederaufbau tätig. Er leitete das gesamte Bauwesen, einerseits als Ratsbauherr den „Civilischen baw", andererseits als Ingenieur der Besatzung den der Festungswerke. Die letztere Stellung verschaffte ihm den Lebensunterhalt, die Tätigkeit für die Stadt war freiwillig. Gelegentlich findet man die Vermutung ausgesprochen, er könne damals die Luftpumpenversuche begonnen haben, da er ja kein Amt bekleidet habe. Die Lage in der verwüsteten Stadt sah völlig anders aus. Guericke war ein wenig besser daran als manche anderen, weil sein Haus eines der wenigen aus Stein gebauten gewesen war und so wenigstens noch Mauern standen. Zu eigenem bürgerlichen Nahrungserwerb, zu Bewirtschaftung seines Landbesitzes und Brauerei kam er indes erst nach Jahren und auch dann wegen der Stadtgeschäfte so wenig, daß er lange tief in Schulden blieb. Die noch kaum wieder zu Leben zu bringende städtische Gemeinschaft war den Wenigen, die sich vom alten Rat wieder zu einer Art Leitung zusammengefunden hatten, völlig eigene Sache: war etwa die notdürftig hergerichtete Elbbrücke vom Eisgang bedroht und vermochte nach Guerickes Urteil nicht Stand zu halten — wodurch erneuter Konflikt mit der Besatzung ausbrechen mußte —, so ließ er eben aus eigenen Mitteln Steine, Balken, Holz zur Verkleidung beischleppen und anbringen. Die Not nahm kein Ende, erneuter Belagerung und Kapitulation (1635) folgten Hunger- und Pestjahre, die Leistungen für die Besatzung verzehrten, was die verarmte Stadt aufzubringen vermochte. Guericke, der in seiner Doppelstellung auch mit dem Kommandanten unmittelbar verhandeln und die wirklichen Interessen beider Teile beurteilen konnte,

scheint hier oft vermittelt zu haben und so entwickelte sich bei seinen Mitbürgern ein Zutrauen auf seine Fähigkeiten zum Verhandeln, das für sein Leben bestimmend geworden ist.

1642 sandte ihn die Stadt zum erstenmal hinaus, um unmittelbar mit dem Landesherrn der Besatzung, dem Kurfürsten von Sachsen, Verbindung aufzunehmen. Der dabei erreichte Erfolg führte zu weiteren Missionen und im April 1646 verließ die fremde Garnison die Stadt, eine eigne trat an ihre Stelle. Im Monat danach wählte man Guericke zum Bürgermeister.

Mit der Stellung wuchs das Maß der Aufgaben. Das Ende des Krieges nahte nun wirklich heran, die beginnenden Verhandlungen sollten dauernde Verhältnisse schaffen und so stand nun die gesamte Stellung der Stadt im Gefüge des Reiches in Frage. Rechts- und Machtverhältnisse waren so aufgewühlt, daß eine energische und geschickte Vertretung am maßgebenden Ort entscheidend sein mußte: im Oktober 1646 ging der neugewählte Bürgermeister nach Osnabrück. Als er Ende August 1647 zurückkehrte, hatte er eine klare Lösung erreicht. An Stelle verwickelter Abhängigkeitsverhältnisse von benachbarten Landesfürsten, die auf ursprünglich geistliche Rechte zurückgingen, erhielt Magdeburg im Friedensinstrument in klaren einfachen Sätzen die frühere Freiheit, Festungsprivileg und die für diese Stellung nötigen wirtschaftlichen Voraussetzungen. Ihn empfing die begeisterte Dankbarkeit seiner Mitbürger, die allsonntäglich seiner Reise im Kirchengebet gedacht und mit Bewunderung in seinen Berichten über den Fortschritt der Verhandlungen „seine getreue Sorgfalt, hohe Bemühung und großen unverdrossenen Fleiß ruhmwürdig gefunden" hatten. „Wir erkennen", fuhr man fort, „solches mit hoher Dankbarkeit und hoffen, wie denn unsere und unserer ganzen Bürgerschaft Confidenz zu ihm stehet, er werde darin aufs Beste continuieren". Guericke hat es daran nicht fehlen lassen, für ihn begannen nun erst die eigentlich aufreibenden Kämpfe. Es war eine Sisyphusarbeit. Man dachte von seiten der benachbarten Landesherren nicht daran, die Rechte Magdeburgs aus dem Frieden wirksam werden zu lassen. Und während in der Not der Aufbaujahre, in dem bewegten Kräftespiel des Friedenskongresses die überragende Persönlichkeit des Magdeburger Bürgermeisters hatte wirken können, so versank nun in der furchtbaren Ermüdung nach dem Kriege die Erledigung der Reichsgeschäfte mehr und mehr in ein Handeln zwischen den Mächtigen auf den Reichstagen und ein höfisch-bürokratisches Verschleppen, in dem auch der Willenskräftigste nichts auszurichten vermochte, wenn er nicht Macht und Geldmittel einzusetzen hatte. In jahrelangen Anstrengungen, auf immer erneuten Reisen, sucht Guericke die Entscheidung des Kaisers zu erzwingen, immer wieder entgleitet sie ihm. So hält er sich allein in Wien anderthalb Jahre auf. Mit Bitterkeit mußte er mehr und mehr erkennen, daß er seinem Gemeinwesen das Versprochene nicht zu schaffen vermochte, weil es arm und machtlos war. Wir sind gewohnt, die inneren Kämpfe des zerrissenen Deutschland früherer Zeit vor allem in der sichtbarsten Form, den inneren Kriegen vor uns zu sehen. Vertieft man sich in Guerickes Berichte, so empfindet man erschüttert, wieviel auch in scheinbarer Friedenszeit an besten geistigen Kräften an diese inneren Reibungen vertan worden ist. Der Regensburger Reichstag von 1654, während dessen Guericke zuerst seine Luftpumpenexperimente Fernerstehenden, schließlich auch dem Kaiser zeigte, brachte während derselben Tage, im Aufbruch, einen ungünstigen Bescheid der höchsten Reichskollegien und seinen scharfen Protest. Es war schließlich ein fruchtloses Hin und Her. Eine freie Stellung der Stadt, so daß sie unmittelbar unter dem Kaiser stände, vermochte Guericke nicht durchzusetzen, andererseits gelang es seiner diplomatischen Kunst, die Ansprüche der Nachbarn auf Huldigung und Aufnahme einer Garnison durch 20 Jahre abzuwehren. Mit der Zeit aber trat hinter dem nächsten von ihnen, dem sächsischen Kurfürsten, vermöge eines Erbvertrages mehr und mehr eine übergroße Erscheinung hervor und als Guericke schließlich die Waffen des diplomatischen Kampfes strecken mußte, geschah es vor einem der Größten seines Jahrhunderts. Brandenburg, das noch im dreißigjährigen Kriege unter ungewöhnlich unfähigen Regenten, belastet durch die Zerrissenheit der eben zusammengeerbten Territorien vom Rhein über die Mark und Pommern bis nach Ostpreußen, in Machtlosigkeit dagelegen hatte, wurde seit 1640 von einem Herrscher, der zwanzig Jahre jünger war als Guericke, mit Kühnheit und Geschick, vor allem mit unheimlicher Entschlossenheit durch Gefahren und Rückschläge zu Ansehen und Bedeutung hinaufgeführt. Aus der weit gespannten Lage, die eben noch Schwäche gewesen war, machte er den Kern einer Macht, die in Europa mitzählte. Der sichere Besitz der Elbübergänge war dafür Lebensnotwendigkeit. 1666 standen plötzlich, von Westen kommend, weit überlegene Truppen vor Magdeburg. Die Anerkennung der Oberhoheit Brandenburgs wurde erzwungen. Zehn Jahre später warf Friedrich Wilhelm über die Magdeburger Brücken seine Truppen von Westen nach Osten, um überraschend den Schwedeneinfall bei Fehrbellin zurückzuschlagen. Guericke hat sich dem, was hier aufstieg, nicht verschlossen. Er hatte schon durch den Plan der winkeligen Gassen des zerstörten Magdeburg die blauen Streifen neuer, freien Verkehr von Tor zu Tor schaffender Straßen gezogen. Auch im Staatsleben Deutschlands begann die Zeit der alten allzu machtlosen Kleingebilde zu Ende zu gehen. Guericke

hat Friedrich Wilhelm, der seinen Forschungen mit Bewunderung entgegen kam, sein Werk über den leeren Raum gewidmet — die Luftpumpe, die er für ihn anfertigen ließ, ist es, die heute im Deutschen Museum steht. Er hat noch miterlebt, daß man begann, Friedrich Wilhelm den „Großen Kurfürsten" zu nennen.

Noch um sein Lebensende spinnt sich etwas von dem Wirken dieser neu aufgestiegenen Kraft, die einen neuen Kern Gesamtdeutschlands schaffen sollte. Er starb 1686 bei seinem Sohn in Hamburg. Eine ansehnliche Leichenfeier wurde gehalten, aber der Ort, wo sein Körper bestattet ist, ist unbekannt, wir wissen nicht, ob die Absicht ausgeführt wurde, ihn nach Magdeburg zu bringen. Hamburg wurde damals vom dänischen König bedroht, der mit Heeresmacht vor die Stadt zog und Huldigung verlangte. Es war das Jahrzehnt, in dem Straßburg vom Reich gerissen, Wien belagert, Heidelberg zerstört wurde. Der hier im Norden den Zugriff abwies, der hinderte, daß Hamburg ein zweites Straßburg wurde, war der große Kurfürst. Sein Gesandter in Hamburg selbst, der mit dem Magistrat die Höhe der gesandten Hilfstruppen festlegte, war Guerickes Sohn.

So spannt sich dies Leben von weit in Städtetum und Landadel des Mittelalters verwurzelten Ursprüngen über die Lebensformen der späten Renaissance und durch die Vernichtung des Alten im Dreißigjährigen Kriege bis zur unmittelbaren Berührung mit dem ersten der großen Baumeister des heutigen deutschen Staates.

Inmitten der Weite eines solchen Überganges steht ebenso Guerickes geistige Arbeit. In seiner Jugendzeit war die gewaltige Umwälzung des Weltbildes durch den Kopernikanischen Gedanken mitten im Werden. Es waren hundert Jahre vergangen seit den Jahrzehnten, in denen Kopernikus von der Uferhöhe in Frauenburg über die Weite des frischen Haffs geblickt und mit dem ständigen Anblick der freien Himmelsglocke vor sich die seit dem Altertum geltenden Gedanken über den Lauf der Gestirne völlig umgeschaffen hatte. Noch vor der Jahrhundertwende hatte Brahe beobachtet, nach ihr hatte Kepler aus seinen Zahlen die Gestalt und den zeitlichen Ablauf der Planetenbahnen erschlossen. 1610 hatte Galilei durch das Fernrohr zum erstenmal die Bewegung von Himmelskörpern mit Augen gesehen, die nicht das alte Weltzentrum, die Erde umliefen. Im Herbst des Jahres 1632, in dessen Frühling Guericke in das verwüstete Magdeburg zurückgekehrt war, wurde Galilei nach Rom vor das Inquisitionsgericht gefordert, und in den folgenden Jahren schrieb er, in seinem Landhaus in Haft gehalten, das letzte seiner Werke, in dem die klaren einfachen Begriffe, die er experimentierend über die Bewegung der Massen auf der Erde gebildet hatte, entwickelt werden und mit den neuen Gedanken über die Bewegung der Himmelskörper zusammenzuwirken beginnen.

Guericke schildert im ersten Buch seines Werkes die Lage, in die man sich hineingestellt sah. In großen Linien entwirft er die Grundgedanken des Ptolemäischen und des Kopernikanischen Systems, skizziert die Zwischenlösung Tycho Brahes, gibt für Parallaxen, Größen, Entfernungen der Gestirne die noch gewaltig voneinander abweichenden Zahlen angesehener Autoren, die er gesammelt hat. Die Überlegenheit der Kopernikanischen Theorie steht ihm fest, aber die Frage nach dem Standpunkt, der als ruhend gelten darf, erschöpft nicht sein Interesse. Seine starke Anschauungskraft stand immer wieder staunend und erregt vor den ungeheuren Massen und Ausdehnungen der Himmelskörper, vor allem aber vor den unendlichen Weiten, die sich zwischen ihnen dehnen mußten und vor denen sie selbst wieder als winzige Körperchen verschwanden. Was trug denn durch diese Räume die Wirkung von Körper zu Körper hinüber, die sie zwang, in so regelmäßigen Bahnen einander zu umlaufen? Die kristallenen Kugeln, die im alten System die im Weltmittelpunkt ruhende Erde umgeben und angetrieben von der äußersten, dem Primum mobile, die an ihnen haftenden Gestirne um die Erde getragen hatten, waren verschwunden — man fand sich nun auf der Erde, statt am soliden Grund aller Dinge, auf einem kleinen Gebilde schwebend, das ungestützt durch den Raum flog.

Ebenso war die feste Himmelskugel verschwunden, die die bewegten Sphären umgeben hatte, das Firmamentum, — nach allen Seiten dehnte sich unbegrenzt der Raum, in „die Entfernung, die Breite, den Abgrund, die unbegreifliche Höhe". „Als ich dies lange betrachtete", sagt Guericke, „fesselte und erstaunte mich vor allem anderen jener ungeheure unbegrenzte Raum und ließ in mir den unablässigen Wunsch entstehen, ihn zu erforschen." „Was mag er wirklich sein?" Ist er mit Materie in einem besonders feinen Zustand erfüllt, „die fest sein mag, wie die Aristoteliker annehmen, oder flüssig, wie Kopernikus und Tycho Brahe glauben? oder ein von aller Materie freier Raum, das immer geleugnete Vakuum?"

Die Aristoteliker leugneten das Vakuum, weil sie das Vakuum logisch gleich dem Nichts setzten. Ein Ort aber, der Nichts enthielt, wäre jeder physikalischen Wechselwirkung entzogen gewesen. In das Weltbild darf aber, — dieses sehr gesunde „positivistische" Prinzip machen sich die Aristoteliker zur Richtschnur, — nur aufgenommen werden, was tatsächlich eine Wirkung in der Natur hervorbringt. Also ist es sinnlos, die Möglichkeit eines Vakuums anzunehmen. Guericke bestreitet die Berechtigung, das Vakuum ohne weiteres gleich dem Nichts zu setzen. „Ich in meinem geringen Verstand mache einen Unterschied zwischen Vakuum

und Nichts." Die von der Astronomie her gestellte Frage ist, ob der Raum, wie er sich dort draußen dehnt, von greifbarer Materie frei gemacht werden kann und welche Eigenschaften er dann besitzt. Um dies zu erfahren, macht er seine Versuche.

Die wichtigsten seiner Versuche sind in diesem Jahr schon so oft besprochen worden, und es ist so leicht und lohnend, ihre Beschreibung im einzelnen selbst zu lesen, daß wir uns hier erlauben können, sie an Hand der Bilder schnell an uns vorüberziehen zu lassen und die große Linie ihres Zusammenhangs zu betrachten. Um gewiß zu sein,

Abb. 1. Erste Versuche; Auspumpen von Gefäßen

daß er aus dem betrachteten Raum die Materie entfernt, wählt er ein Material, das er ganz gewiß ergreifen und herausbefördern kann, nämlich Wasser. Ein Wein- oder Bierfaß wird mit Wasser gefüllt und dies mit einer Feuerspritze, die mit geeigneten Ventilen versehen ist, abgesogen (Abb. 1, oben). Tatsächlich gelingt es drei kräftigen Männern, den Kolben nach außen in Bewegung zu bringen und beim Zurückgehen wird Wasser, das aus dem Faß ausgetreten sein muß, aus dem seitlichen Ventil (*b*) in den Außenraum hinausgeschleudert. Ein Brodeln wie von kochendem Wasser ist ringsum am ganzen Faß zu hören. Damit ist der Grundversuch gelungen. Schrittweise wird verbessert. An Stelle des Holzes tritt Kupfer als Wandung (Abb. 1, unten). Auch hier werden wir, wie durch Faß und Feuerspritze, noch an Guerickes besondere Lebensbedingungen erinnert: Das erste, was ihm die Stadt nach jahrelangen unentgeltlichen Diensten (1637) als Anerkennung übergab, war ein kupferner Braukessel, so daß er wieder einmal beginnen konnte, sein eignes Bier zu brauen. Man mag sich vorstellen, daß Guericke in der Werkstätte, die diese Kessel herstellte, auch seine Kugeln und die später zu erwähnenden Zylinder treiben ließ. Es wird versucht, ob die Pumpe auch unmittelbar einen Luftinhalt herausbefördert. Zunächst läuft sie ganz leicht, dann immer schwerer und plötzlich bricht das ganze Gefäß in sich zusammen. Nach Verbesserung der Kugelform kommt man schließlich so weit, daß aus dem Auslaßventil keine Luft mehr herausbefördert wird. Zu eingehenderer Untersuchung des Vakuums sollte man in den Innenraum

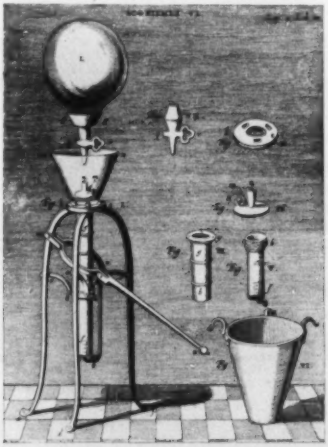


Abb. 2. Transportable Pumpe und gläserner Recipient

hineinsehen können und so tritt an Stelle des kupfernen ein gläsernes Kugelgefäß, wie sie die Arzneimittelhändler als Vorratsflaschen gebrauchen und daher „Recipienten" nennen (Abb. 2). Die Pumpe erfährt mancherlei Verbesserungen, von denen das Hauptwerk die für den Großen Kurfürsten entwickelte transportable Form zeigt. Das im Glasgefäß erreichte Vakuum wird an der Größe der Luftblasen beurteilt, die hereinstürzendes Wasser übrig läßt. Mit solchen Luftblasen experimentiert nun Guericke in erfolgreichster Weise weiter. Er sieht, wie sie sich auch mitten in Wasser bilden, wenn die Pumpe darauf wirkt und zusammenschrumpfen, wenn er wieder Luft zuläßt und so entwickelt sich an diesen kleinen sichtbaren abgeschlossenen Luftmengen in ihm die Vorstellung

von der Wechselwirkung zwischen dem elastischen Ausdehnungsbestreben des Gasvolums und dem durch das umgebende Wasser von außen darauf übertragenen Druck, der pressio. Um zu prüfen, ob diese beim Auspumpen auftretenden Blasen durch Poren des Glases eingetreten sind, verwendet er einen Apparat mit doppelter Glaswand (Schema Abb. 3). Das im Kolben *A* steckende Glasrohr *c d* ist zunächst durch Umkehren des bis über das untere Ende von *c d* mit Wasser gefüllten Kolbens mit Wasser gefüllt worden, das beim Aufrechtstellen darin hängen bleibt. Pumpt man durch die Vakuumleitung (Abb. 4, sowohl diese selbst, wie der zugleich als Hahn wirkende schöne Metallschliff an ihrem Eingang sind bemerkenswerte weitere Fortschritte) die Luft aus *A* ab, so treten in allen Teilen von *c d* Blasen auf: die Glaswand ist nicht merklich porös, die Blasen stammen aus dem Innenmaterial, aus Wasser und Wänden. Durch

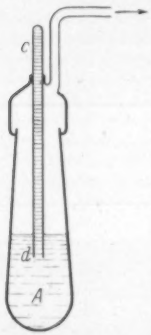


Abb. 3. Schnittzeichnung zu Abb. 4

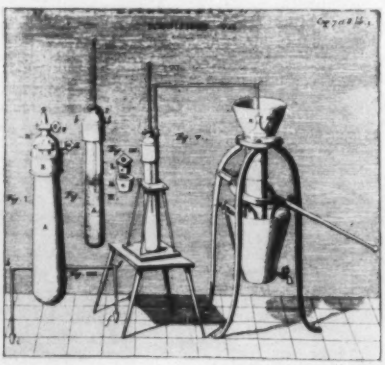


Abb. 4. Gleichgewicht zwischen Druck der Luft und Druck einer Wassersäule

wiederholtes Umkehren und Auspumpen im Laufe von 6—8 Tagen wird dieser Luftvorrat erschöpft. Vor allem aber zeigt sich, daß das Wasser in *c d* beim Absaugen der Luft herabsinkt: man hat ein Gleichgewicht zwischen Flüssigkeits- und Gasdruck, das erste Vakuummanometer.

1889 hat Kundt die Guerickesche Pumpe, die jetzt in München steht, prüfen lassen[2]). Man kam mit ihr bis zu einem Druck von 30 mm herunter. Von da her findet man das gelegentlich als Maß ihrer Leistungsfähigkeit angegeben. Guericke selbst ist indes viel weiter gewesen. Da, besonders nach sorgfältiger tagelanger Entlüftung des Wassers, nach tagelangem Stehen, der Wasserspiegel innen sich praktisch ganz auf die Höhe des äußeren herabbringen ließ, kann der Luftdruck höchstens 1 mm Wasser oder knapp $^1/_{10}$ mm Quecksilber betragen haben. Wie vorzüglich sein Vakuum war, geht auch aus anderen Beobachtungen hervor. Das entlüftete Wasser schlägt hart wie ein Stein gegeneinander und die Rohrwand, so daß das Glas bei schnellem Umkehren des Rohrs zerspringt[3]). Eine gut entlüftete Wassersäule bleibt hängen und muß erst durch Klopfen zum Abreißen gebracht werden, das gleiche zeigt gut gereinigtes Quecksilber. Die größte Bedeutung dieses Apparates für Guericke lag aber darin, daß er unmittelbar zeigte: nicht eine fuga vacui veranlaßt das Wasser, aus *c d* herabzusteigen, um den Raum in *A* auszufüllen, denn in *c d* ließ es ja dadurch einen neuen leeren Raum zurück. Man muß vielmehr die Vorstellung von einer vis elastica seu expansiva, einer Ausdehnungs- oder elastischen Kraft, oder einem Druck des Gases in *A* fassen, der anfänglich die Wassersäule in *c d* hinaufdrängt und mit dessen Verschwinden sie, ihrer Schwere folgend, herabsinkt. Der kleine Apparat erscheint auf dem Titelbild von Guerickes Werk (Abb. 5). Man darf wohl annehmen, daß er dort versammelt hat, was ihm am wichtigsten schien. Wir sehen außerdem die Luftpumpe, die Halbkugeln, ein Paar von Glaskolben, von denen der eine evakuiert zu denken ist, so daß die Luft aus dem zweiten, mit ihm verbundenen in ihn herüberzustürzen vermag (hier zeigen sich Wind, Wolken und Regenbogen im Glas). In der Mitte aber finden wir einen Lieblingsapparat Guerickes, zwei übereinandergesetzte große Glaskugeln, die durch Glasröhren mit Hähnen verbunden sind und erlauben, eine ganze Reihe von Versuchen über das Eintreten von Wasser und Luft in ausgepumpte Räume anzustellen. An diesem Apparat, den Guericke in seinem Arbeitszimmer stehen hatte, scheint er sich selbst viel klar gemacht zu haben, er führte ihn gern Besuchern vor. Dabei wurde eines Tages, als er zeigte, wie Wasser aus einem auf dem Zimmer-

[2]) Verhandl. d. Physik. Gesellsch. z. Berlin **8** (1889), 103.

[3]) Unter anderen Vorsichtsmaßregeln warnt er besonders davor, zu rasch Luft einzulassen, da dann das Wasser den oberen Teil des Rohrs *c d* abreißt und gegen die Decke schleudert, während der übrige Apparat noch einen Satz hinterher macht. Oder, wie er an Leibniz schreibt (1. 3. 1672):

„Vbi notandum: wan daß ventil stracks vff ein mahl geöffnett wird, so gehett die gantze machina mit grossen schräcken vff stücken."

Otto von Guericke

boden stehenden Gefäß in die evakuierte Kugel hinaufgezogen werde, die Frage aufgeworfen, bis zu welcher Höhe das gehe. Der Versuch zeigte (Abb. 6 rechts), daß man es vom Hof des Hauses noch bis in den dritten Stock, aber nicht mehr in den vierten herauf bekomme, auf einer Höhe von 19 Magdeburger Ellen blieb es stehen. „Aus diesem Versuch, der mir unverhofft zu Händen kam, konnte ich nichts anderes schließen, als daß die Flucht vor dem Vakuum eine Schwere der Luft um die Erde sei oder ein Druck, der, wo er einen

Abb. 5. Titelbild des Guerickeschen Werkes

Raum findet, der frei und leer von anderen Körpern ist, das Wasser drängt hineinzugehen und ihn einzunehmen." Als er den Versuch 1654 bei Gelegenheit des Reichstags in Regensburg zeigte, erfuhr er durch einen italienischen Geistlichen von Torricellis zehn Jahre älterem Versuch. Man war sich im Kreis der Galilei-Schüler über die Bedeutung dieses Versuches längst völlig klar. Daß Guericke nichts davon gehört hatte, erklärte sich aus der Kriegszeit. Merkwürdig aber, und bezeichnend dafür, wie schwer die neue Vorstellung zu fassen war, ist, daß der wohl orientierte Athanasius Kircher noch 1656 aus Rom auf die Nachricht von Guerickes Versuchen in einer Weise antwortet, die zeigt, daß ihm trotz der florentiner Versuche der Gedanke von der Schwere der Luft noch völlig fremd geblieben ist. „Ich habe mich wirklich gewundert", schreibt er, „was dieser Art von Leuten in den Sinn gekommen sein mag, daß sie da ein Vakuum zu behaupten wagen, wo das Nichtbestehen eines Vakuums vom Versuch selbst genug und übergenug gezeigt wird." Hier zeigen sich ja gewaltige Kräfte. Also ist hier kein Vakuum — denn kann einer begreifen oder hat man je in der Philosophie gehört, daß das Nichts Kräfte ausübe?

Die bisher erwähnten Versuche zeigte Guericke auf dem Regensburger Reichstag. Während der Kaiser und andere Fürsten voll Bewunderung dies

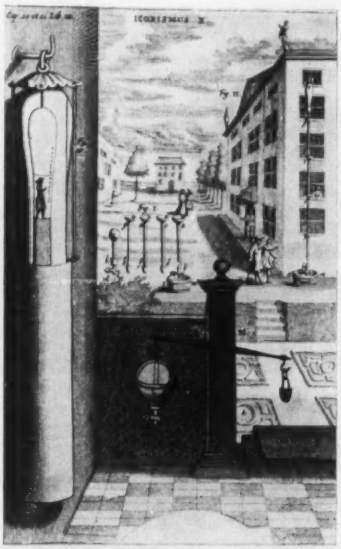


Abb. 6. Barometer,
Beobachtung des Gewichts der Luft mit der Wage

Experimentieren mit dem Unsichtbaren miterlebten, fand sich Guericke von dem Ablauf der Versuche nicht überall befriedigt und wurde dadurch angeregt, noch andere neuartige und unmittelbare Versuche zur Vorführung und Messung der Kräfte des Luftdrucks zu erfinden. So entstanden in den Jahren darauf die Magdeburger Halbkugeln und die Versuche mit einem großen Zylinder, in dem ein genau eingepaßter Stempel gleitet. Wird das Innere mit dem Rezipienten verbunden, so reißt der Luftdruck den Stempel herein, selbst wenn 30 Männer ihn an Tauen zu halten suchen (Abb. 7). Über Rollen wird das Tau vom Kolben zu einer Waagschale geführt und durch Auflegen von Gewichten gezeigt, daß die Kraft stets so groß ist, wie man aus dem gerade beobachteten Barometerstand

berechnet (Abb. 8). Von diesen Apparaten Guerickes, in denen ein Gasdruck einen Kolben in einem Zylinder bewegt, stammen sämtliche Dampfmaschinen und Explosionsmotoren ab. Die ersten technisch brauchbaren Kraftmaschinen benutzten noch

Abb. 7. Demonstration der Größe des Luftdrucks

ganz unmittelbar nach Guericke den Druck der Außenluft — Papin, Newcomen um 1700 — erst ein Jahrhundert später (1765) wandte Watt den Druck des Wasserdampfes an. Wie ähnlich

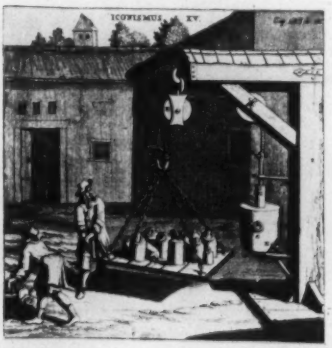


Abb. 8. Messung der auf den Kolben wirkenden Kraft mit der Waage

noch die ersten mit eigener Steuerung laufenden Maschinen dem Grundversuch Guerickes waren, zeigen wir an einem alten Holzschnitt der Newcomen-Maschine (Abb. 9). Der Raum unter dem Kolben wird zunächst aus dem Kessel mit Wasserdampf erfüllt. Schließt man die Verbindung zum Kessel und läßt von links kaltes Wasser in den Zylinder hineinlaufen, so wirkt das wie Guerickes Anschluß an den ausgepumpten Rezipienten: die Kondensation des Dampfes schafft ein Vakuum, der Luftdruck treibt den Kolben herab und über den großen Hebel wird die gewünschte Arbeit — hier ein Zug an einer Wasserpumpe — geleistet.

So gewaltig diese technische Fortwirkung von Guerickes Arbeit ist, so wichtig war, was er fand, als er weiter den luftleeren Raum selbst erforschte. Eine Kerze vermag darin nicht zu brennen, Tiere nicht zu leben, eine Glocke, die inmitten des leeren Raums angeschlagen wird, ist nicht zu hören. Licht aber geht hindurch, denn man sieht ja ungestört alles, was im ausgepumpten Gefäß steht. Also

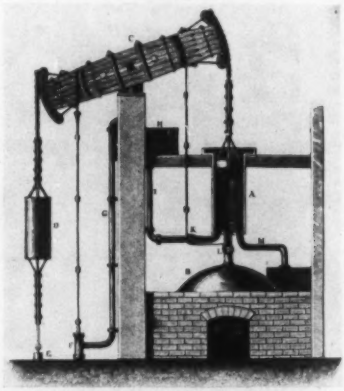


Abb. 9. Atmosphärische Maschine nach Newcomen

darf auch der Weltenraum, durch den das Licht von Sonne und Sternen zu uns kommt, als leer gelten. Guericke hat die Frage, die ihn zu seinen Versuchen trieb, beantwortet.

Die Luft reicht nicht hoch hinauf, denn schon auf der Höhe eines Kirchturms läßt sich die Abnahme ihres Druckes nachweisen. Sie umgibt die Erde ganz eng, — sicut lanugo pomum Cydoneum circumvestit — wie der Pelz die Quitte umhüllt — darüber ist der Raum frei. Dies Ergebnis war eine der Voraussetzungen, auf die hin später die Bewegungen der Planeten als widerstandsfrei, als unmittelbares Spiel der einfachsten Sätze der Mechanik gedeutet werden dürften. Es erschien den Freunden naturwissenschaftlicher Forschung sogleich besonders erstaunlich. Als Königin Christine von Schweden sich für das ihr übersandte Werk Guerickes bedankt, da sind es nicht die Versuche, die inzwischen schon in aller Welt wiederholt worden sind, es ist das Weltbild Guerickes, von dem die Schülerin des Descartes sich gefangen und

begeistert zeigt. Sie mußte natürlich den Schritt von dessen bisher in der Wissenschaft herrschendem Weltbild, in dem Wirbel einer Materie den ganzen Weltraum erfüllten und die Kräfte zwischen den Gestirnen vermittelten, zu Guerickes Leere des Weltraums aufs stärkste empfinden.

Guericke war hier in der Tat völlig revolutionär und entwickelte Gedanken, die erst im 19. Jahrhundert wieder voll zum Leben erwacht sind. Da er gefunden hat, daß der von Materie leer gemachte Raum dennoch bestimmte physikalische Wirkungen zu übermitteln vermag, unterscheidet er in aller Schärfe zwischen dem mathematischen und dem physikalischen Raum. Man mag den letzteren auch Äther nennen, aber es ist in aller Schärfe festzuhalten, daß damit kein mechanisches Modell eingeführt werden soll. Welche Schwierigkeiten das macht, tritt am schönsten in einem Briefwechsel mit Leibniz hervor. Dieser, der mit Bezug auf Guerickes Ideen an anderer Stelle[4]) einmal offen gesteht, daß er sich die Wechselwirkung durch den Raum nun einmal nicht ohne Kugeln oder Räder übermittelt denken könne, hat für Guerickes leeren Raum, der „vor nichts ausweicht, nicht einmal so viel ausweicht, als ein Körper beansprucht, sondern dauernd und unbeweglich ist, überall in allem und durch alles hindurch," eine Reihe von Einwänden. Um eine Wirkung von einem Körper zu übernehmen, müßte er selbst körperlich sein, um sie an einen zweiten weiterzugeben, ebenfalls. Nihil enim movet, nisi moveatur. Das ist eine Anwendung des Reaktionsprinzips (— übrigens 12 Jahre vor dessen bekannter Formulierung bei Newton —) auf den physikalischen Raum, — die Formulierung eines Problems, das noch gegen Ende des 19. Jahrhunderts bei der Abstreifung der mechanischen Äthermodelle hinderlich gewesen ist und in der heutigen Feldphysik erst durch die Einführung der elektromagnetischen Bewegungsgröße im leeren Raum gelöst wurde.

Wenn Guericke den Gedanken abstreifte, das physikalische Verhalten des Himmelsraums durch die Eigenschaften einer Materie erläutern zu wollen, so hat noch die letzte Generation die Aufgabe gehabt, in der von ihm eingeschlagenen Richtung so weit zu gehen, daß nun umgekehrt die Eigenschaften der Materie durch die des leeren Raums erläutert werden. Wir erinnern uns daran, wie gerade der Gedanke an den Himmelsraum an einer für die heutige Entwicklung entscheidend gewordenen Stelle auftaucht. In jener Arbeit von 1903, in der er dem alten physikalischen Grundsatz von der Undurchdringlichkeit der Materie ein Ende macht, indem er zeigt, daß nicht mehr als höchstens 10^{-9} ihres Volums für rasche Elektronen undurchdringlich sind, sagt Lenard, der ganze übrige scheinbar von der Materie erfüllte Raum sei leer, so „wie der von Licht durchzogene Himmelsraum leer ist".

Guericke hält sich ganz an die Tatsache, daß solche Wirkungen durch den materiefreien Raum existieren und im irdischen Laboratorium untersucht werden können: die elektrischen und magnetischen. Gilbert hatte 1610, als er zeigte, daß die Anziehungskraft des geriebenen Bernsteins auch in anderen Körpern erregt werden kann und dafür den allgemeinen Namen „Bernsteinkraft" „vis electrica" einführte, auch für den Raum um einen Körper, in dem diese Kräfte verspürt werden, einen festen Namen angewandt, er nennt ihn „orbis virtutis", also „Kraftkreis", entsprechend unserem „Feld". Guericke entdeckt, daß Körperchen im elektrischen Feld nicht nur angezogen, sondern auch abgestoßen und gerichtet werden können: das Federchen, das mit einer Seite die Schwefelkugel berührte,

Abb. 10. Erste Elektrisiermaschine, Abstoßung der geladenen Feder durch die Schwefelkugel

wendet sich, wenn es dann im Felde schwebt (a in Abb. 10), stets mit dieser Seite von der Kugel ab. So findet er alles, was ihm an den Gestirnen vorzukommen scheint, — Anziehung, Abstoßung, die den Mond hindert, auf die Erde zu fallen, Richtungskraft, die dafür sorgt, daß die Achsenrichtung eines Gestirns ihre Lage beibehält — im magnetischen und elektrischen Kraftkreis unmittelbar vor sich, ohne daß hier Materie zur Übermittlung nötig wäre. Es ist überaus interessant, daß Guericke augenscheinlich schon von der reinen Analogie sehr befriedigt ist, während Leibniz auf eine mechanische „Erklärung" der Wirkungen durch den Äther drängt. So ist ja auch das Mittel des Theoretikers Faraday stets die „physikalische Analogie". Die Spanne der Zeitalter, die Guericke überschritt, wird wieder eindrucksvoll sichtbar an der Freude, mit der er in poetischen Worten die Vorstellung schildert, die Erde sei ein lebendes Wesen, das von einem aus der Sonne stammenden Feuer beseelt seines Weges ziehe.

Der unmittelbare Eindruck seiner Versuche war groß. Wenn Schott begeistert ausruft, daß die Sonne seit Erschaffung der Welt nichts so Wunderbares beschienen habe, so entspricht das dem

[4]) An H. Oldenburg, 15./25. Okt. 1671.

stolzen Wort Galileis, er sei voll Dank gegen Gott, daß er ihn zum ersten Beobachter so wunderbarer Dinge gemacht habe, die in allen vergangenen Jahrhunderten verborgen geblieben seien. Man hatte die Empfindung, daß hier überall neue Weltteile sich auftaten, in die sich nun jeder begeben konnte, um weiter darin vorzudringen. Das Organ dieser neuartigen Entdeckungen aber war das planvolle Experiment. Damals erwacht der Begriff der Philosophia experimentalis zum Leben, es entsteht der zum Zweck der Forschung angestellte Versuch. Zu diesem Bewußtsein neuer Kräfte trugen Guerickes Forschungen entscheidend bei. Was vorangegangen war, — Galileis messende Beobachtungen an Fall und Pendel, Gilberts magnetische und elektrische Forschungen — war äußerlich einfacher, trug vor allem nicht einen so überraschenden Charakter wie Guerickes Entdeckungen. Das lag schon am Gegenstand. „Was konnte", sagt Mach, „auch wunderbarer sein, als die plötzliche Erkenntnis, daß ein Ding, welches wir nicht sehen, kaum fühlen und fast gar nicht beachten, uns immer und überall umgibt, alles durchdringt, daß es die wichtigste Bedingung des Lebens, Brennens und gewaltiger mechanischer Vorgänge ist. Vielleicht zum erstenmal bei dieser Gelegenheit wurde es durch einen großen Erfolg klar, daß die Naturwissenschaft nicht auf die Untersuchung des Handgreiflichen, grob Sinnenfälligen beschränkt sei." Die wunderbare Folgerichtigkeit aber, mit der Guericke vorging, die Stärke und Sicherheit seiner Vorstellungskraft, die ihn von Versuch zu Versuch fortschreiten, immer neue eindrucksvolle Abwandlungen, immer neue Beziehungen zu bekannten Naturerscheinungen aufdecken ließ, begründete den Eindruck von der eigentümlichen Würde des von der alten Philosophie zuerst als geringeres Genus philosophandi hingestellten neuen Denkens, das nicht mehr die seit vielen Generationen überkommenen Begriffe logisch zergliederte, sondern unmittelbar an die Tatsachen der Außenwelt aufs engste herantrat, sie angriff und zwang, neue ihresgleichen dem angreifenden Geist zu verraten. Guericke hat die seinem Jahrhundert eigentümlichen Kräfte fortentwickelt und zum deutlicheren Bewußtsein ihrer selbst geführt. Die Energie, Klarheit und unbestechliche Treue des Denkens, die wir in seinem wissenschaftlichen Werk bewundern, scheint uns tief zusammenzuhängen mit dem, was er für seine Mitbürger war. Ein großes Bild steht vor uns, ein großer Deutscher, uns vertraut und ansprechend in all dem, was ihn bewegt, bewundernswert in dem, was er daraufhin leistet.

Zum Schrifttum: Von Hinweisen an Einzelstellen ist im allgemeinen abgesehen, um die Form der Gedenkrede nicht zu sehr zu stören. Die Quellen sind vor allem Guerickes eigenes Werk, „Experimenta nova (ut vocantur) Magdeburgica de Vacuo Spatio", Amsterdam 1672 (Das Original war bisher die einzige vollständige Ausgabe, die Übersetzungen enthielten nur das dritte Buch und waren vergriffen. So ist es sehr zu begrüßen, daß für das Ende dieses Jahres eine Gesamtübersetzung in sehr schöner Ausgabe, herausgegeben von Schimank im VDI-Verlag, angekündigt ist.), seine Schilderung der Zerstörung Magdeburgs, die Werke von Schott, De arte mechanica hydraulico-pneumatica, Würzburg 1657 und Technica curiosa 1664, die vor allem durch die darin wiedergegebenen Briefe in die Entstehungsgeschichte der Versuche hineinsehen lassen, die bisher einzige Biographie von Hoffmann, Magdeburg 1874, der Briefwechsel von Leibniz (Sämtliche Schriften und Briefe, herausgegeben von der Preuß. Akademie der Wissenschaften, Zweite Reihe, 1. Band, Darmstadt 1926) sowie einige Spezialschriften zur Geschichte Magdeburgs, der Universität Leiden u. dgl. Der zum 11. Mai d. J. in den „Naturwissenschaften" erschienene Aufsatz des Verf. berichtet etwas eingehender über Entstehung und Bekanntwerden der Versuche.

(Eingegangen am 3. Oktober 1936)

Zusammenfassende Astrophysikalische Vorträge

Der Bau des Weltalls

Von P. ten Bruggencate, Potsdam

(Hierzu Tafel IX)

Inhalt: Unsere heutigen Kenntnisse vom Aufbau des Sternsystems und von der Verteilung außergalaktischer Objekte im Raum werden kurz geschildert.

Die Fortschritte, die die Astronomen in der Erforschung des Baues des Weltalls in den letzten 20 Jahren gemacht haben, sind außerhalb der Fachkreise weniger beachtet worden als die umwälzende Entwicklung, die die Physik im gleichen Zeitraum erfahren hat. Das mag daran liegen, daß Quantentheorie und Wellenmechanik die Grundlagen der exakten Naturwissenschaft berühren und zur Entwicklung ganz neuartiger Forschungsmethoden geführt haben.

Ganz anders liegen die Verhältnisse in der Astronomie. Hier sind die Forschungsmethoden im wesentlichen die gleichen geblieben, aber die Objekte der Forschung haben sich geändert. Vor 20 Jahren stand die Frage nach der Verteilung der Fixsterne in der Sonnenumgebung im Mittelpunkt der Stellarastronomie. Heute behandeln wir mit ähnlichen Methoden die Verteilung der Spiralnebel im Raum. Diese großartige Entwicklung astronomischer Forschung, von der ich im folgenden ein kurzes Bild zu geben hoffe, wird vielleicht am besten durch ein Beispiel gekennzeichnet. Auf der Astronomenversammlung in Hamburg im Jahre 1912 konnte Seeliger, der Begründer der heutigen Stellarastronomie, noch sagen, daß kein zwingender Grund vorliege, die Existenz von Weltinseln von der Art unseres eigenen Sternsystems anzunehmen. Heute

wissen wir, daß die Spiralnebel in diesem Sinne als Weltinseln zu betrachten sind. Heute wissen wir, daß auf einer mit dem großen Spiegel des Mt. Wilson-Observatoriums aufgenommenen, lang belichteten Platte bis zu 300 solcher Weltinseln auf einer Fläche des Himmels so groß wie der Vollmond gezählt werden können.

Doch beginnen wir mit dem Aufbau unseres eigenen Sternsystems. Es ist zweckmäßig, in der Stellarastronomie die Lage eines Objektes am Himmel durch „galaktische Koordinaten" zu bezeichnen, also durch Koordinaten, die sich auf den durch die Milchstraße definierten größten Kreis am Himmel beziehen. Die „galaktische Länge" entspricht dann der geographischen Länge, die „galaktische Breite" der geographischen Breite. Es zeigt sich nun, daß die Verteilung der helleren Sterne am Himmel, also insbesondere die Verteilung aller mit bloßem Auge sichtbaren Sterne, symmetrisch in bezug auf die Milchstraße ist, oder genauer gesagt, daß sie nur von der galaktischen Breite abhängt. Was die räumliche Verteilung dieser helleren Sterne betrifft, so können wir also den Schluß ziehen, daß die Sonne nahe dem Mittelpunkt eines mehr oder weniger rotationssymmetrischen, lokalen Sternsystems stehen muß. Sobald man jedoch die Sternzählungen auf sehr viel schwächere Sterne ausdehnt und analoge Untersuchungen für Sterne zwischen der 12. und 18. Größe durchführt, so ändert sich das Bild von der mittleren Verteilung der Sterne am Himmel ganz wesentlich. Die Sternzahlen hängen nun nicht mehr nur von der galaktischen Breite ab, sondern auch von der galaktischen Länge. Diese schwachen Sterne definieren offenbar ein System, in dem die Sonne sehr exzentrisch liegt. Zwar ist die Milchstraßenebene noch immer Symmetrieebene; aber dieses größere System erstreckt sich sehr viel weiter in der Richtung nach 325° galaktischer Länge (Sternbild des Sagittarius) als in der entgegengesetzten Richtung von 145° galaktischer Länge (Sternbild des Orion).

Die Asymmetrie in galaktischer Länge, die sich beim Übergang zu den schwachen Sternen zeigt, rührt daher, daß sich in diesen Sternzahlen der Einfluß der Milchstraßenwolken bemerkbar macht. Die hellsten Sterne unter allen denen, die das eigentliche Phänomen der Milchstraße bilden, sind gerade Sterne von ungefähr der 12. Größe. Betrachtet man nun den Verlauf der Helligkeit längs der ganzen Milchstraße, so springt jene Asymmetrie sofort in die Augen. Die hellsten Milchstraßenwolken sind in den Sternbildern Scutum, Ophiuchus, Sagittarius und Scorpius zu finden. Von da aus nimmt die Helligkeit der Milchstraße nach beiden Seiten hin ab, bis sie an der entgegengesetzten Seite des Himmels, im Sternbild des Orion, die kleinste Helligkeit erreicht hat. Dieser charakteristische, asymmetrische Verlauf der Helligkeit der Milchstraße kommt genau in den Sternzahlen der schwachen Sterne zum Ausdruck. Wer zum erstenmal den südlichen Sternhimmel betrachtet, wird nicht vor allem durch ihm bisher unbekannte hellere Sterne gefesselt, sondern durch die vom Nordhimmel so ganz verschiedene Struktur der Milchstraße (Abb. 1, Tafel IX). Während die Phantasie der Griechen die hellsten Sterne des Nordhimmels zu Sternbildern zusammenfaßte, die Gestalten ihrer Sage verkörperten, erblicken die Javaner in den hellen Wolken und dunklen Rissen der südlichen Milchstraße (Ophiuchus, Scorpius) die Gestalt des Riesen Bima, der Hauptfigur des javanischen Wajangspiels.

Kommt diese Struktur der Milchstraße dadurch zustande, daß im Raum Gebiete von Sternfüllen mit solchen von Sternleeren abwechseln, die räumliche Verteilung der schwächeren Sterne also weitgehend von einer gleichförmigen Dichteverteilung abweicht, oder aber wird der größte Teil der Struktur durch im Raum vorhandene lichtabsorbierende Wolken kosmischen Staubes verursacht? Wir neigen heute weitgehend zu dieser letzten Auffassung, aber es soll nicht verschwiegen werden, daß es noch einer Fülle von Einzeluntersuchungen bedarf, um die Frage zu entscheiden.

Wenden wir uns nun den Methoden zu, die Aufschluß gegeben haben über die mittlere Dichteverteilung der Sterne im Raum. Das direkteste und in gewissem Sinne genaueste Verfahren, die räumliche Verteilung der Sterne zu bestimmen, wäre offenbar, von einer möglichst großen Anzahl von einzelnen Sternen die Entfernung zu messen. In der Tat bildet natürlich die direkte Entfernungsmessung, wie sie die Bestimmung der sog. trigonometrischen Parallaxen darstellt, die Grundlage unserer Kenntnis vom Bau des Sternsystems. Es ist deshalb angebracht, einige Worte darüber zu sagen. Was der Astronom zu messen versucht, ist die kleine Ellipse, die jeder Stern am Himmel als Folge der Bewegung der Erde um die Sonne beschreibt. Ein Stern, der sich im Pol der Ekliptik befindet, beschreibt ein genaues Abbild der Erdbahn; bei einem Stern in der Ekliptik artet diese elliptische Bewegung in ein geradliniges Hin- und Herpendeln aus. Die parallaktische Bewegung wird aber sehr bald — für Entfernungen, die klein sind im Vergleich zu den Dimensionen des Sternsystems — unmeßbar klein, und deshalb führt dieses direkteste Verfahren, die räumliche Anordnung der Sterne zu untersuchen, nicht zum Ziele. Die heutige Meßgenauigkeit dürfte zwar hinreichen, eine Kugel vom Radius 150 Lichtjahre um die Sonne als Mittelpunkt auszumessen; aber die Entfernung, die das Licht in 150 Jahren zurücklegt, ist so klein, daß uns das wenig nützt. Man hat deshalb versucht, auf statistischem Wege Aufschluß über die räumliche Verteilung der Sterne zu erhalten. Die Problemstellung ist dann die folgende. Beobachten läßt sich (durch Abzählung) die Anzahl der Sterne bestimmter Helligkeit, die in

einem beliebig herausgegriffenen Gebiet des Himmels liegen. Können wir daraus Schlüsse ziehen über die räumliche Verteilung dieser Sterne, die sich auf das betrachtete Gebiet am Himmel projizieren? Wenn die Leuchtkräfte aller Sterne untereinander gleich wären, ließe sich die gestellte Aufgabe sofort lösen; denn dann wäre (falls keine Absorption des Lichtes im Raume vorliegt) die scheinbare Helligkeit der Sterne ein Maß für deren Entfernung. Wir könnten mit Sicherheit sagen, daß Sterne der 7. Größe weiter entfernt sind als Sterne der 5. Größe usw. Diese Voraussetzung trifft nun aber in Wirklichkeit gar nicht zu, vielmehr kennen wir Sterne, die das 10000fache an Licht in den Raum strahlen wie die Sonne und auch solche, die nur ein Zehntausendstel des Lichtes der Sonne hergeben. Wir können also keineswegs von vornherein sagen, ob uns ein Stern schwächer als ein anderer erscheint, weil er weiter entfernt ist, oder weil er eine kleinere Leuchtkraft besitzt. Die Anzahl der Sterne einer bestimmten scheinbaren Helligkeit in einem Gebiet des Himmels hängt also nicht nur von der räumlichen Anordnung der Sterne ab, sondern auch vom Mischungsverhältnis von absolut hellen und absolut schwachen Sternen.

Der Astronom steht hier vor einer Aufgabe, die sich — mathematisch bis ins einzelne — mit der Aufgabe vergleichen läßt, die ein Physiker zu lösen hat, wenn er die wahre Kontur einer Spektrallinie aus der beobachteten Kontur gewinnen will. Hätte der Physiker einen Spektralapparat mit unendlich großem Auflösungsvermögen zur Verfügung, so wäre die Lösung sehr einfach. In Wirklichkeit muß aber der Physiker den Einfluß des endlichen Auflösungsvermögens der Apparatur — die Apparatekontur — auf getrenntem Wege bestimmen und damit dann die beobachtete Kontur entzerren. Für den Astronomen spielt die Verteilungsfunktion der Leuchtkräfte die Rolle der Apparatekontur, die er getrennt bestimmen muß, um dann damit die beobachteten Sternzahlen zu entzerren. Aber leider entspricht die Verteilungsfunktion der Leuchtkräfte einem Spektralapparat sehr geringen Auflösungsvermögens. Und man würde einen Physiker verwegen nennen, der mit einem solchen Apparat Linienkonturen bestimmen wollte. So liefert auch die Stellarstatistik nur ein ganz rohes Bild von der mittleren räumlichen Verteilung der Fixsterne. Soweit es sich um das durch die helleren Sterne definierte lokale Sternsystem Seeligers und Kapteyns handelt, kann man es kurz so kennzeichnen (Abb. 2): Die Ebene der Milchstraße ist Symmetrieebene des stark abgeplatteten Systems. In der Milchstraßenebene ist die Sterndichte in einer Entfernung von rund 30000 Lichtjahren bis auf den hundertsten Teil der Dichte in der Sonnenumgebung gesunken; in einer Richtung senkrecht zur Symmetrieebene wird diese geringe Sterndichte schon sehr viel früher, nämlich schon in einer Entfernung von rund 6000 Lichtjahren erreicht. Zu diesem System gehören alle Sterne, die uns heller als Sterne der 11. Größe erscheinen, und die Sonne steht ziemlich nahe im Mittelpunkt dieses lokalen Systems. Die Erstreckung des Systems in der Milchstraßenebene ist wahrscheinlich, wie wir heute wissen, etwas kleiner, weil eine Absorption des Lichtes berücksichtigt werden muß. Wenn man diese Untersuchungen auf die schwachen und schwächsten Sterne ausdehnt, so reichen die Methoden der Stellarstatistik nicht mehr aus, um die Dimensionen dieses größeren Systems zu bestimmen. Was aber die

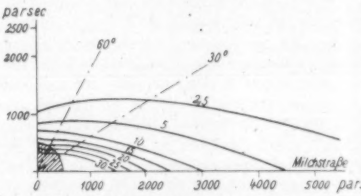


Abb. 2. Schnitt durch das lokale Sternsystem; Verlauf der Kurven gleicher Sterndichte nach Seeliger
(Aus einem Aufsatz von Kienle in „Die Naturwissenschaften" entnommen)

Untersuchungen von Seares über die Verteilung der Sterne von der 12. bis zur 18. Größe mit Sicherheit ergeben (Abb. 3), ist die bedeutende Asymmetrie des größeren Systems in galaktischer Länge, und daß das „lokale" System Seeligers und Kapteyns als

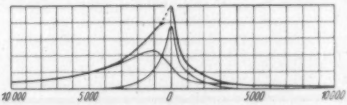


Abb. 3. Verteilung der Sterndichte im größeren galaktischen System nach Seares. Langsamer Dichteabfall in Richtung $\lambda\,325^0$, rascher Abfall in der entgegengesetzten Richtung. Es ist eine Auflösung der beobachteten Verteilung (obere Kurve) in eine symmetrische lokale Verteilung und in eine asymmetrische Verteilung versucht worden
(Aus einem Aufsatz von Lindblad, Hdb. d. Astrophysik V, 2 entnommen)

eine mehr oder weniger ausgeprägte lokale Sternwolke in den Randteilen dieses größeren Systems aufgefaßt werden muß.

Es ist ein besonders glücklicher Umstand, daß wir trotzdem eine tiefere Kenntnis vom Aufbau des Milchstraßensystems besitzen, und zwar rührt dieses Wissen von Untersuchungen über die räumliche Verteilung von Sternhaufen her. Wir kennen zwei Arten von Sternhaufen: die offenen oder galaktischen Haufen (z. B. Plejaden) und die kugelförmigen Haufen (z. B. Messier 13 im Herkules; Abb. 4, Tafel IX). Schon die Verteilung dieser beiden Arten von Objekten an der Himmelskugel zeigt charakteristische Unterschiede. Die offenen Sternhaufen kommen ausnahmslos in der Milchstraße selbst oder doch in

ihrer unmittelbaren Nähe vor; die kugelförmigen Sternhaufen dagegen zeigen eine ziemlich gleichmäßige Verteilung nach galaktischer Breite. Aber auch die Verteilung der Haufen nach galaktischer Länge ist nicht die gleiche. Während die offenen Haufen eine gleichmäßige Verteilung nach galaktischer Länge aufweisen, bevorzugen die kugelförmigen Haufen in ausgesprochener Weise galaktische Längen in der Nachbarschaft von 325° (Abb. 5 und 6). Schon daraus lassen sich tiefgehende Parallelen ziehen mit der Verteilung der hellen und schwachen Sterne. Wir können geradezu sagen, daß die offenen Sternhaufen das Gerippe des „lokalen" Sternsystems bilden, während die kugelförmigen Sternhaufen ein sehr viel größeres System be-

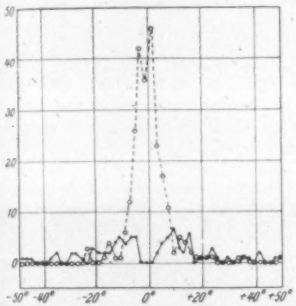


Abb. 5. Verteilung der offenen (Kreise) und kugelförmigen (Punkte) Sternhaufen in galaktischer Breite (Einem Aufsatz von Lindblad, Hdb. d. Astrophysik V, 2 entnommen)

stimmen, eben dasjenige System, daß in den Sternzahlen der schwachen Sterne andeutungsweise zum Ausdruck kommt, und in dem das lokale System als eine am Rande liegende Sternwolke aufgefaßt werden muß. Im Falle der Sternhaufen, deren Gesamtzahl eine begrenzte ist — die Zahl der offenen Haufen liegt unter 500, die der kugelförmigen unter 100 — gelingt es für jeden einzelnen Haufen, eine recht vertrauenswürdige Entfernung abzuleiten. Man kann also ein maßstabgetreues räumliches Modell des Systems der offenen und des Systems der kugelförmigen Sternhaufen herstellen. Dann zeigt es sich, daß das System der offenen Haufen nahezu die Gestalt einer Kreisscheibe hat, wobei die Ebene der Scheibe sehr nahe mit der durch die Milchstraßenwolken definierten Ebene zusammenfällt. Die Scheibe hat einen Durchmesser von rund 30000 Lichtjahren, und die Sonne steht nahe dem Mittelpunkt dieses Systems. Anders liegen die Verhältnisse bei dem durch die kugelförmigen Sternhaufen definierten System. Dieses ist sehr viel weniger stark abgeplattet. Seine Symmetrieebene ist identisch mit der Ebene der Milchstraßenwolken. Es besitzt in dieser Ebene eine Ausdehnung von ungefähr 160000 Lichtjahren, senkrecht dazu eine solche von rund 120000 Lichtjahren. Die Sonne steht stark exzentrisch im System der Kugelhaufen, von dessen Mittelpunkt sie nicht ganz 35000 Lichtjahre entfernt ist. Der Mittelpunkt des Systems ist in der Richtung nach der großen Sternwolke im Sagittarius zu suchen. — Trümpler hatte aus gewissen Unstimmigkeiten, die bei der Entfernungsbestimmung der offenen Sternhaufen auftraten, geschlossen, daß wenigstens in der unmittelbaren Nähe der Milchstraßenebene eine recht merkliche Absorption des Lichtes auftritt. Diese Absorptionswirkung ist bei den eben angegebenen Dimensionen der Systeme schon berücksichtigt.

Bei den kugelförmigen Sternhaufen war es Shapley gelungen, mit Hilfe von δ Cephei-Sternen — einer bestimmten Klasse von veränderlichen Sternen, die einen Zusammenhang zwischen Leuchtkraft und Periode des Lichtwechsels zeigen — die in diesen Sternhaufen vorkommen, recht zuverlässige Entfernungen zu bestimmen. Als es Hubble 1926 geglückt war, in den Außenteilen des großen Spiralnebels Messier 33 ebenfalls δ Cephei-Sterne nach-

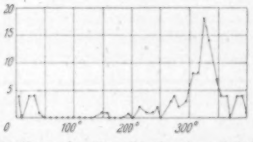


Abb. 6. Verteilung der Kugelhaufen in galaktischer Länge (Einem Aufsatz von Lindblad, Hdb. d. Astrophysik V, 2 entnommen)

zuweisen, war zum ersten Male die Möglichkeit gegeben, hypothesenfreie Entfernungen der Spiralnebel abzuleiten (Abb. 7, Tafel IX). Damit war dann auch die alte Frage, ob diese Objekte zu unserem galaktischen System gehören, oder ob es sich bei den Nebeln um selbständige Weltinseln handelt, zugunsten der zweiten Auffassung entschieden. Mit dem 100-inch und dem 60-inch Reflektor des Mt. Wilson-Observatoriums hat Hubble in den letzten Jahren eine systematische Durchmusterung des Himmels nach außergalaktischen Nebeln durchgeführt. Unser heutiges Wissen über die Verteilung dieser Objekte am Himmel stützt sich auf Nebelzählungen (44000 Objekte), die auf 1283 Platten gemacht wurden. Die aufgenommenen Felder sind im großen und ganzen nach galaktischer Breite und galaktischer Länge gleichmäßig über den Himmel verteilt. Abb. 8 gibt die Verteilung der Nebel am Himmel wieder. Sie stellt einen eindrucksvollen Beweis dar für das Vorhandensein einer das Licht absorbierenden Schicht von Materie, die sich in der Milchstraßenebene anordnet. An den Polen der Milchstraße macht sich, wegen der geringen Ausdehnung der Schicht senkrecht zur galaktischen Ebene, die Absorption kaum bemerkbar. Dort haben

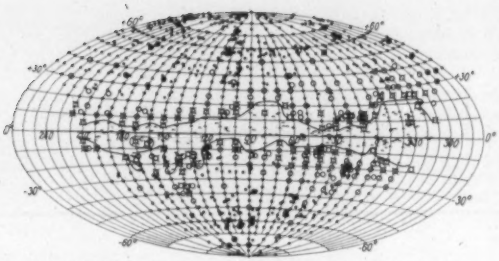


Abb. 8. Verteilung der außergalaktischen Nebel am Himmel nach Hubble
(Einem Aufsatz von Curtis, Hdb. d. Astrophysik VII entnommen)

wir von außergalaktischen Nebeln normal besetzte Felder. Aber schon in $\pm 40^0$ galaktischer Breite treten Felder mit kleinerer Nebelzahl auf, und im Milchstraßengürtel von ungefähr 20^0 Breite gibt es kaum mehr ein Feld, auf dem außergalaktische Nebel gefunden werden. Denn in der Milchstraßenebene selbst ist die Absorption so groß, daß wir nicht über unser eigenes galaktisches System hinausblicken können. Die größte Absorptionswirkung, was ihre Ausdehnung in galaktischer Breite betrifft, finden wir bei der galaktischen Länge 325^0, einer Richtung, in die wir den Mittelpunkt des „größeren galaktischen Systems" verlegen. In den absorptionsfreien Feldern ergibt sich eine mittlere Nebelzahl von 460 Nebeln pro Quadratgrad, die mit dem 100-inch Reflektor im Newton-Fokus unter besten Bedingungen bei einer Belichtungszeit von einer Stunde erfaßt werden können. Die Grenzgröße, die solchen Aufnahmen entspricht, ist ungefähr $m = 20{,}0$. Die Zahl von 460 Nebeln pro Quadratgrad entspricht rund 100 Nebeln auf einem Himmelsareal, das so groß ist wie der Vollmond. Hubble hat abgeschätzt, daß auf langen Expositionen (mehrere Stunden) mit dem 100-inch Reflektor bis zu 1780 Nebeln pro Quadratgrad zu zählen sind. Die Zahl der Nebel steigt mit abnehmender Helligkeit so rasch an, daß bei Objekten der 21. Größe ebensoviel Nebel wie Sterne auf der photographischen Platte erscheinen. Letzten Endes interessieren wir uns aber für die Verteilung der Nebel im Raum. Ein erster Schritt, um diese viel schwierigere Frage anzugreifen, besteht in der Bestimmung zuverlässiger scheinbarer Helligkeiten der Nebel. Aber hier steht man gleich am Anfang an einer wesentlichen Schwierigkeit, nämlich dem Anschluß zwischen photographischer Punktphotometrie (Sternbilder) und photographischer Flächenphotometrie (Nebel). Wir stehen heute erst am Anfang der Gewinnung eines einwandfreien photometrischen Systems von Nebelhelligkeiten, so daß Werte, die unterhalb der Größenklasse 19,5 liegen, heute noch als recht vorläufige Werte angesehen werden müssen.

Aber eine wesentliche Gesetzmäßigkeit scheint doch schon festzustehen. Beschränkt man sich auf Nebel, die noch nicht so lichtschwach sind, daß man einen Einfluß der Rotverschiebung oder eine mögliche Raumkrümmung bei der Ableitung der Nebelhelligkeiten berücksichtigen müßte, so gilt genähert die Beziehung

$$\log N_m = 0{,}6\, m + \text{const}. \qquad (1)$$

Dabei bedeutet N_m die Anzahl der Nebel von den hellsten bis zu denen der Größenklasse m, und die Logarithmen sind Zehnerlogarithmen. Wesentlich ist in dieser Gleichung der Koeffizient 0,6 von m. Aus ihm folgt nämlich mit Notwendigkeit eine räumlich konstante Nebeldichte. Daß man damit in erster Näherung rechnen darf, erweist sich als sehr wesentlich bei kosmologischen Untersuchungen über die Struktur des Raumes, auf die zum Schluß noch ganz kurz hingewiesen werden soll.

Aber vorher muß ich noch auf ganz andersartige Untersuchungen zu sprechen kommen, die in ebenso hohem Maße zur Erweiterung unseres Weltbildes beigetragen haben. Es handelt sich um die Vervollkommnung der Methoden, Spektren schwacher Nebel mit den großen Reflektoren des Mt. Wilson-Observatoriums aufzunehmen. Es kam dabei vor allem darauf an, die Lichtstärke der Spektrographenkamera so groß wie möglich zu machen. Der entscheidende Schritt erfolgte im Jahre 1930, als es Rayton gelang, ein Kameraobjektiv vom Öffnungsverhältnis 1 : 0,6 zu konstruieren. Ein Bild von den Fortschritten, die seitdem in der Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten schwacher Nebel erzielt wurden, gibt die folgende Zusammenstellung.

Größte Nebelgeschwindigkeiten.

1929	7800	km/sec
1930	11500	„
1931	19700	„
1932	24000	„
1934	39500	„
1935	42000	„

Es sind die in den einzelnen Jahren gemessenen größten Nebelgeschwindigkeiten nach den Jahresberichten des Mt. Wilson-Observatoriums zusammengestellt. Dabei ist noch besonders bemerkenswert, daß die Nebel mit Rotverschiebungen von der Größenordnung von 40000 km/sec (also $^1/_8$ Lichtgeschwindigkeit) schon so lichtschwach sind, daß sie im Cassegrain-Fokus des 100-inch Reflektors visuell nicht mehr beobachtbar sind und also nicht direkt auf dem Spalt des Spektrographen gehalten werden können. Die Beobachtung erfolgt in diesem Falle so, daß auf einer direkten photographischen

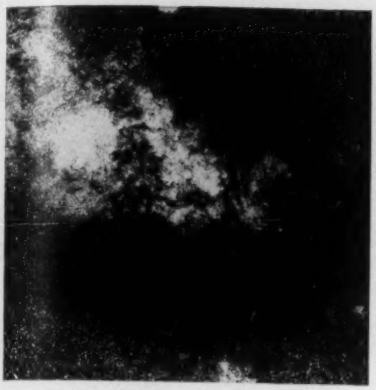


Abb. 1. Sternwolken der südlichen Milchstraße (nach Barnard)

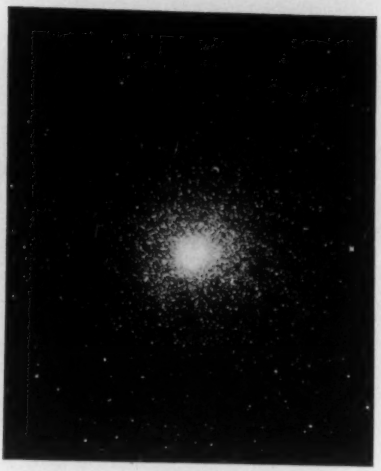


Abb. 4. Der kugelförmige Sternhaufen Messier 13
(Aus einem Aufsatz von Freundlich, Zur Erforschung des Weltalls, entnommen)

Abb. 7. Spiralnebel, dessen äußere Arme zum Teil in Einzelsterne aufgelöst erscheinen
(Einem Aufsatz von Curtis, Hdb. d. Astrophysik V, 2 entnommen)

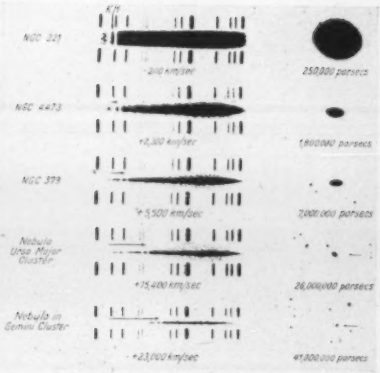


Abb. 9. Links: Spektrum entfernter Spiralnebel, Vergleichsspektrum Helium.
Rechts: Direkte Aufnahmen der Nebel
(Einem Aufsatz von ten Bruggencate in „Die Naturwissenschaften" entnommen)

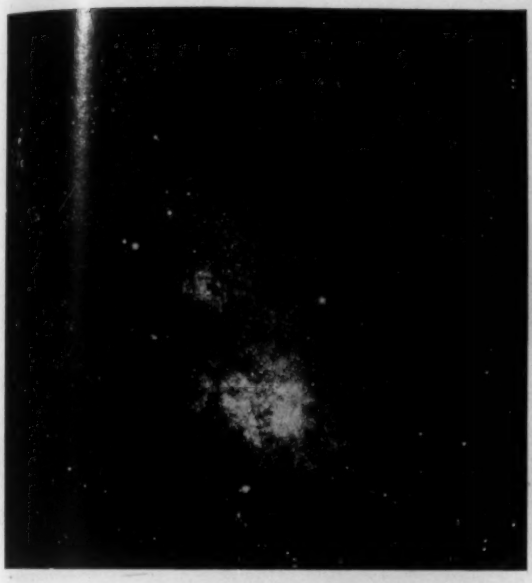


Abb. 4. Die Milchstraße im Schützen und Skorpion.
Aufnahme auf der Zweigstelle Windhuk der Breslauer Sternwarte

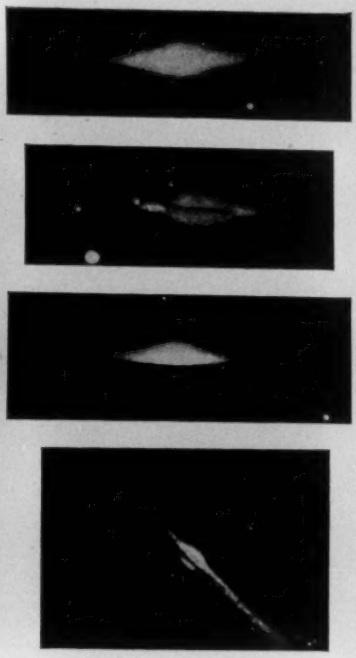


Abb. 5. 4 Entwicklungsstufen eines Nebels zu einem Spiralnebel

Abb. 6. Der Andromedanebel

Abb. 7. Zentralregion des Andromedanebels

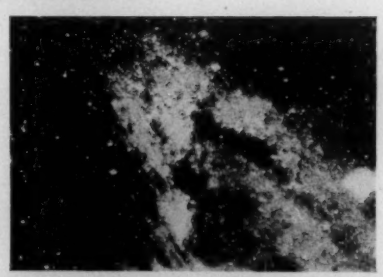


Abb. 8. Die äußeren Teile des Andromedanebels

Aufnahme im Newton-Fokus ein geeignetes Führungsobjekt ausgesucht und dessen Stellung relativ zum lichtschwachen Nebel genau vermessen wird. Ein System von Mikrometerschrauben gestattet dann, das Fadenkreuz des Führungsrohres im Cassegrain-Fokus derart zum Spalt des Spektrographen zu justieren, daß das Nebelbild auf den Spektrographenspalt fällt, wenn das Führungsobjekt auf dem Fadenkreuz steht. Abb. 9, Tafel IX, gibt einige Spektren mit zunehmender Rotverschiebung wieder. Neben den Spektren sind die direkten Bilder der betreffenden Nebel, alle mit ungefähr gleicher Expositionszeit, reproduziert. Die Zunahme der Rotverschiebung geht, wie man sieht, parallel mit einer Abnahme der Nebeldurchmesser und der Nebelhelligkeit: ein direkter Hinweis auf den Zusammenhang zwischen Rotverschiebung und Entfernung. Da in den winzigen Spektren von nicht ganz 3 mm Länge zwischen λ 3900 und λ 5000 Linien nur schwer zu erkennen sind, ist es bei der großen Verschiebung der Spektrallinien notwendig, die Spektren solange zu exponieren, bis die charakteristischen und unverkennbaren Absorptionslinien H und K (das Resonanzdoublett von Ca^+) auf den Platten erscheinen.

Die Rotverschiebungen wachsen, soweit sich das heute schon mit einiger Sicherheit sagen läßt, linear mit der Entfernung der Nebel an, und zwar um rund 180 km/sec pro 10^6 Lichtjahre. Von Nebeln, die Radialgeschwindigkeiten von $^1/_8$ Lichtgeschwindigkeit besitzen, braucht das Licht also rund 200 Millionen Jahre, um bis zu uns zu gelangen. In solchen Entfernungen sind aber die Rotverschiebungen so beträchtlich, daß ihr Einfluß auf die photographischen Helligkeiten nicht mehr unberücksichtigt bleiben kann. Das stellt den Astronomen vor eine schwierige Aufgabe, weil es dann außerdem notwendig ist, um überhaupt eine sinnvolle Korrektion anbringen zu können, die Energie abzuschätzen, die in verschiedenen Teilen des Spektrums in den Fraunhoferlinien verschwindet. Die Lösung dieser Aufgabe ist aber gleichzeitig ungeheuer wichtig, weil aus den korrigierten Nebelhelligkeiten letzten Endes auf die Struktur des Raumes geschlossen werden soll.

So stehen wir, wie ich glaube, vor der Lösung eines der großartigsten Probleme überhaupt: der Frage nach der Struktur der Welt im Großen. Sind die Rotverschiebungen als die Folge einer Expansion der Welt, also eines nicht statischen Universums, zu deuten (Lemaître, Eddington); oder aber ist der Raum statisch und bedeutet der Zusammenhang zwischen Rotverschiebung und Entfernung bzw. Laufzeit des Lichtes, eine neue fundamentale physikalische Beziehung (Nernst)?

Im ersteren Falle ist der Einfluß der Rotverschiebung auf die Nebelhelligkeiten größer als im zweiten Fall. Denn im ersten Fall tritt ja neben dem gewöhnlichen Dopplereffekt noch die Arbeit hinzu, die die Strahlung bei der Expansion des Raumes leisten muß. Nimmt man eine gleichförmige Nebelverteilung im Raume als das Wahrscheinlichste an, so bildet die genaue Untersuchung der Abweichungen der beobachteten Nebelzahlen von der Beziehung (Gl. 1) einen hoffnungsvollen Weg zur Lösung der Frage nach der Struktur des Raumes.

(Eingegangen am 22. Oktober 1936)

Über die Verteilung und die Natur der dunklen Materie im Weltraum

Von Erich Schoenberg, Breslau

(Hierzu Tafel X)

Inhalt: Ältere Vorstellungen. Absorption des Lichtes durch dunkle Materie. Entwicklungsstufen der Nebel. Der Andromedanebel. Feststellung der Dunkelmassen. Natur der dunklen Materie. Bewegungsverhältnisse. Entstehung.

In unseren Vorstellungen über die Form und die Ausdehnung des Sternsystems, zu dem unsere Sonne gehört, sind in den letzten Jahrzehnten grundlegende Wandlungen eingetreten. Solange man die Methode der Tiefenlotungen, d. h. der Zählungen der Sterne

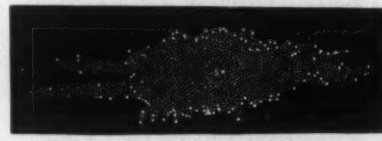


Abb. 1. Sternsystem nach Herschel

verschiedener Helligkeit, allein zur Erforschung der Ausdehnung und der Form des Weltalls anwandte, kam man zu Vorstellungen, die von dem bekannten W. Herschelschen Weltbilde nicht allzu sehr abwichen. Das Sternsystem stellte sich annähernd linsenförmig dar mit einem Verhältnis der kleinsten zur größten Achse von etwa 1 : 3 (Abb. 1). Die Lage der Sonne war dabei ziemlich nahe dem Zentrum der Linse. Auch das Weltbild von Easton, das die Spiralform annimmt, und ebenfalls auf den Sternzählungen allein aufgebaut ist, versetzt die Sonne nicht allzu weit vom Zentrum der Spirale (Abb. 2). Von uns aus gesehen liegt der Kern der Spirale nach Easton im Sternbilde des Schwanes. Es ist das der hellste Teil der nördlichen Milchstraße. Unsere Sternzählungen sind noch sehr unvollständig und erstrecken sich überhaupt kaum über die 14. Größenklasse hinaus. Das Studium der Eigenbewegungen der Sterne und die Entdeckung des Rotationszentrums des Sternsystems brachte uns eine grundlegende Wandlung der Vorstellungen über die Lage der Sonne und über die Ausdehnung des Systems. Dieses Zentrum liegt in dem ungeheuren Abstande von 10000 Parsec = 33000 Lichtjahren von uns entfernt in der Richtung nach dem Sternbilde des

Schützen. In entgegengesetzter Richtung treffen wir auf die Grenze der Milchstraße in 5000 Parsec Entfernung. Die Lage der Sonne ist somit sehr

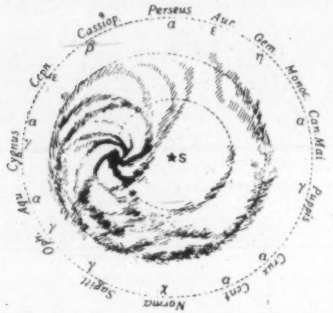


Abb. 2. Eastons Spirale

exzentrisch. Unsere Abb. 3, die nur die eine Hälfte des Systems schematisch darstellt, veranschaulicht diese Verhältnisse, sowie die sehr starke Abplattung des Systems. Die Einzelheiten dieser Abbildung, insbesondere die punktierte Begrenzung werden wir später erläutern.

Wer einmal Gelegenheit hatte, den Äquator zu passieren und die Sternbilder des Schützen und des

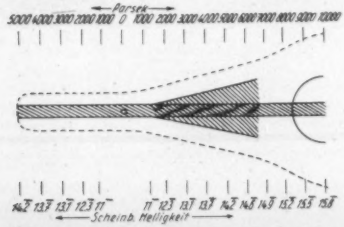


Abb. 3. Schematisches Bild der einen Hälfte des Sternsystems.

Die punktierte Umgrenzung bezeichnet die vermutliche Grenze der dunklen Materie, in der das Sternsystem eingebettet ist

Skorpions frei vom Dunste des Horizontes in größerer Höhe über demselben zu betrachten, der kann sich nicht des Eindrucks erwehren, daß diesem hellsten Teil der Milchstraße mit seinen blendend leuchtenden Wolken und dunklen Adern eine besondere Bedeutung im Bau des Weltalls zukommt. In jener Richtung liegt nach unseren heutigen Vorstellungen das Zentrum des Sternsystems, das wir uns als einen großen Spiralnebel vorstellen, wenn wir auch nicht imstande sind, die Einzelheiten der Struktur räumlich festzulegen (Abb. 4, Tafel X).

Die Photographien der amerikanischen Riesenteleskope haben gezeigt, daß die Spirale die bei weitem häufigste Anordnung der Sterne in isolierten Sternsystemen ist. Das Studium ihrer Radialgeschwindigkeiten erbrachte uns auch die Sicherheit dafür, daß die Hunderttausende kleiner und kleinster spiralförmiger Nebel, die heute bekannt sind, tatsächlich Systeme von nahezu derselben Größe wie unsere Milchstraße sind und uns nur infolge ihrer ungeheuren Entfernungen so klein und schwach erscheinen. Die Spirale ist auch theoretisch als Gleichgewichtsfigur einer rotierenden Gasmasse durch die Untersuchungen von Jeans, Lindblad und Vogt genügend begründet.

Das Studium der Photographien der Spiralnebel hat uns aber auch eine andere Tatsache erschlossen, die für das Problem der Struktur unseres Sternsystems von fundamentaler Bedeutung ist; das ist die Tatsache der Existenz dunkler lichtabsorbierender Materie innerhalb der Sternsysteme. Schon aus Analogie müssen wir annehmen, daß auch in unserer Milchstraße nicht mit einer ungehinderten Ausbreitung des Lichts zu rechnen ist. Dieser Gedanke ist zuerst von Wilhelm Struve vor 120 Jahren in seiner Spekulation über den Bau des Weltalls theoretisch begründet, und noch 90 Jahre später von Kapteyn verfochten und von Seeliger bekämpft worden. Man sträubte sich dagegen, ein neues, schwer zu bestimmendes Element in die Erforschung der Struktur der Welt einzuführen. Sobald wir annehmen, daß die Absorption des Lichts durch dunkle Materie innerhalb unseres Systems merklich und ungleichmäßig ist, wird der Aufbau seiner Struktur aus Tiefenlotungen unendlich erschwert. Trotzdem ist es so und es wird Ihnen begreiflich, weshalb bei Berücksichtigung der Lichtabsorption die jetzige Vorstellung vom Bau unserer Milchstraße eine so umwälzende Verschiedenheit gegenüber den früheren erfahren mußte.

Betrachten wir einige Bilder von außergalaktischen Nebeln, die nach Jeans theoretischen Untersuchungen als Entwicklungsstufen eines Gasnebels zu einem Spiralnebel angesehen werden (Abb. 5, Tafel X). Sie sehen erst einen Gasnebel, dessen Rotationsgeschwindigkeit noch nicht die Grenze erreicht hat, bei der eine Ablösung der Materie am Äquator beginnt. Dann im 2. Bilde hat diese Ablösung begonnen, gleichzeitig ist aber ein dunkler Streifen erschienen, der die Existenz absorbierender Materie in der Äquatorebene anzeigt; im 3. Bilde ist diese dunkle Materie schon ein deutlicher ununterbrochener Streifen. Im 4. Bilde, das einen vollentwickelten Spiralnebel von der Kante gesehen darstellt, ist die helle Materie der Spiralarme durch dunkle, verschieden starke Verdichtungen der dunklen Materie unterbrochen. Diese Durchbrechungen des Äquators können nichts anderes, als Absorptionserscheinungen in den Wolken dunkler Materie innerhalb der leuchtenden Sternansammlungen sein. Unter diesen Umständen müssen wir aber auch im Andromeda-

nebel, der wegen seiner Nähe in Einzelheiten sichtbar ist und in seiner Entwicklungsstufe unserer Milchstraße nahe steht, in vielen der dunklen Partien Absorptionserscheinungen sehen, während andere wirkliche Hohlräume darstellen.

Die Abb. 6 (Tafel X) zeigt Ihnen den gesamten Andromedanebel sehr hart kopiert; Abb. 7 (Tafel X) den zentralen Teil desselben, in dem es auffällt, daß die dunklen Risse in scharfer Umgrenzung von sehr unregelmäßiger Form sich dicht bis an das Zentrum des Nebels heranziehen. Sie sind dynamisch als Hohlräume zwischen den Sternen in der gleichmäßig vom Zentrum ausströmenden Masse sehr schwer zu deuten; dagegen einfach als Absorptionsgebiete dunkler Materie, weil es nur geringer Unterschiede in der Dichte des Gases bedarf, um einmal den Zerfall der Gasmasse in Sterne, ein anderes Mal seine Verdichtung zu feinsten festen Partikeln, die in ihrer Gesamtheit einen Streifen oder Wolke dunkler Materie bilden, zu bedingen. Die Abb. 8 (Tafel X) zeigt Ihnen dann die äußeren Teile der Spirale; hier ist zwischen wirklichen Hohlräumen und Absorptionserscheinungen schwer zu unterscheiden. In derselben schwierigen Lage befinden wir uns, wenn wir unsere Milchstraße von innen heraus von unserem exzentrischen Standpunkt aus betrachten. Neben wirklichen Sternleeren können scheinbare, durch absorbierende Wolken vorgetäuschte bestehen und ohne eine eingehende Untersuchung ist es unmöglich zwischen ihnen zu unterscheiden. Hieraus ersehen Sie auch, daß alle früheren Modelle unseres Sternsystems, wie etwa das Herschelsche Weltbild (Abb. 1), die alle Sternleeren als solche gedeutet hatten, nicht richtig sein kann. Der große Riß in der Milchstraße ist bei Herschel als tiefe Einkerbung in der linsenförmigen Figur des Systems gedeutet, während er in Wirklichkeit nach den bisherigen Untersuchungen ein Streifen dunkler Materie, vielleicht ein dunkler Spiralarm ist.

Welche Wege stehen uns zur Verfügung, Absorptionswolken als solche festzustellen? Da ist zunächst die machtvolle, wenn auch rohe Methode der Sternzählungen von Max Wolf. Man zählt die Anzahl der Sterne verschiedener Helligkeit getrennt für ein Dunkelgebiet und ein angrenzendes helles Gebiet der Milchstraße und trägt die Logarithmen der Sternzahlen als Ordinaten, die Größenklassen der Sterne als Abszissen auf. Ohne Absorption oder bei konstanter Absorption, müssen die Punkte auf einer geraden Linie liegen, die im 2. Falle zur ersten Geraden parallel verläuft und gerade um den Betrag der Absorption parallel zur Abszissenachse verschoben ist. Die folgende Abb. 9 zeigt Ihnen ein solches Diagramm für die Dunkelwolke in der Nähe des Sterns S im Einhorn. Aus demselben kann die Existenz eines Absorptionsgebiets und seine Ausdehnung abgelesen werden. Die Methode ist recht roh, sie gibt uns den Betrag der Totalabsorption wohl ziemlich genau, aber die Ausdehnung der Wolken nur unsicher, ausgedrückt in mittleren Abständen der Sterne verschiedener Helligkeit, als Einheit. Diese Abstände können nur dann streng in Parsec umgerechnet werden, wenn uns die Verteilungsfunktion der absoluten Helligkeiten der Sterne bekannt ist. Das ist in den seltensten Fällen der Fall.

Was wir nach dieser Methode finden, ist die totale Schwächung des photographischen Lichts der Sterne in den Wolken. Führt man die Beobachtung

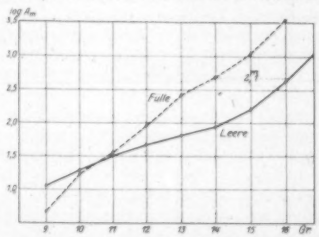


Abb. 9. Sternzahlen in den Sternfüllen und Sternleeren bei S Monocerotis

in verschiedenen Farben, etwa mit Lichtfiltern oder mit Hilfe von Objektivprismen aus, so kann man den Absorptionsbetrag in verschiedenen Strahlengattungen kennenlernen und feststellen, ob die Absorption mit Verfärbung verbunden ist. Die bisherigen Untersuchungen einer Reihe von Dunkelwolken in der Milchstraße haben gezeigt, daß tatsächlich alle Dunkelgebiete im Bilde der Milchstraße auf Absorption, die dabei immer mit einem größeren oder geringeren Betrage der Verfärbung verbunden ist, zurückzuführen sind. Folgende Tabelle gibt die Zahlen für einige der am besten untersuchten Gebiete.

Wolke	Absorption in Gr.Kl.	Entfernung pars.	Dichte nach Schalén	Masse
Perseus	1,5—2,0	1070		
Cygnus	1,0	600—900		
Auriga	1,9	70—450	$0{,}4 \times 10^{-25}$	35 $\odot$
Cepheus....	1,5	800	$0{,}6 \times 10^{-25}$	300 $\odot$
Scutum ...	3,0	300		

Eine andere Methode, die Gesamtabsorption innerhalb unseres Sternsystems zu messen, besteht in der Beobachtung der Helligkeit und der Farbe extragalaktischer Objekte — kugelförmiger Sternhaufen und Nebel. Letztere finden wir in allen galaktischen Breiten am Himmel mit Ausnahme einer engen Zone zwischen etwa $+ 10^0$ und $- 10^0$ galaktischer Breite, in der sie überhaupt nicht zu finden sind. Das Vorhandensein dieser Zone, der sog. „Zone of avoidance", zeigt schon, daß wir längs dem

Äquator der Milchstraße nach den extragalaktischen Räumen überhaupt nicht hindurchsehen können; die Gesamtabsorption in dieser dichtesten Gegend der Milchstraße ist dafür zu groß. Denkt man sich, daß diese Absorption in einer planparallel begrenzten Schicht vor sich geht, so kann man die Lichtwege von den extragalaktischen Objekten einfach als $H \cdot \operatorname{cosec} b$ ausdrücken, wo H die Höhe der Schicht und b die galaktische Breite ist. Nachdem erst die beobachteten scheinbaren Helligkeiten der Kugelhaufen, deren Entfernungen ja bekannt sind, auf ein und dieselbe Entfernung reduziert worden sind, kann man, da ihre wahren Dimensionen und Helligkeiten nahezu gleich groß sind, untersuchen, ob die reduzierten Helligkeiten einen Gang mit der galaktischen Breite aufweisen. Je näher dem Äquator sie liegen, desto stärker muß ihre Absorption sein. Das ist tatsächlich und eindeutig festgestellt. Die Gesamtabsorption beträgt für photographische Strahlen 0,5 m pro 1000 Parsec und ist stark veränderlich mit der Wellenlänge. Die Höhe der als zylindrisch angenommenen Absorptionsschicht ergibt sich zu 600 Parsec, was bei der angenommenen Ausdehnung des Sternsystems im Äquator einem Verhältnis der Höhe zur Breite von 1 : 50 entspricht. In unserer Abb. 3 ist diese Absorptionsschicht neben der „Zone of avoidance" ebenfalls eingezeichnet. Die Absorptionsschicht ist das von zwei Parallelen zum Äquator begrenzte schmale, schräg gestrichelte Gebiet, die Zone der Unsichtbarkeit extragalaktischer Objekte ist durch die unter 10° zum Äquator geneigten Geraden und das von ihnen begrenzte Gebiet angedeutet. Es darf aber nicht vergessen werden, daß die Begrenzung der Absorptionsschicht durch zwei zum Äquator paralelle Ebenen nur ein Rechnungsergebnis und keine Wirklichkeit ist. Die Beobachtungsgenauigkeit reicht bei weitem nicht aus, um den sicherlich vorhandenen, weil dynamisch notwendigen Dichteabfall vom Äquator nach den Polen in diesem Stratum dunkler Materie festzustellen. Sicherlich ist unser ganzes Sternsystem in dieses Stratum eingehüllt, das eine ellipsoidähnliche Begrenzung haben wird. Sie ist durch die äußere Umgrenzung unserer Abb. 3 angedeutet. Bekanntlich nimmt in einem flachen Ellipsoid das Anziehungspotential nach den Polen nur langsam ab, die Begrenzung der Wolke feinster Materie wird durch die Fläche gegeben sein, in der die Geschwindigkeiten der Teilchen gerade der Entweichungsgeschwindigkeit gleich werden. Diese aber ist durch das Gravitationspotential bedingt. Somit wird die Abplattung der dunklen Materie geringer sein als diejenige des Systems der Sterne. Effektiv ist aber die Totalabsorption innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit dieselbe, wie in der genannten zylindrischen Schicht. Freilich gilt das nur mit Ausnahme des Äquators der Milchstraße, in dem ja keine Kugelhaufen zu finden sind. Hier ist, wie unsere Tabelle lehrt, in den einzelnen Verdichtungen der dunklen Materie, also streckenweise, die Absorption 4- bis 6mal so stark. Sicher können wir sagen, daß schon in etwas höheren Breiten die Sicht innerhalb des Milchstraßensystems 5 Größenklassen auf 10000 Parsec geschwächt ist; die schwächsten Sterne, die unsere Teleskope erreichen, von 21. Größe, sind in Wirklichkeit Sterne 16. Größe. Wir sehen also nicht weiter als bis zur wahren mittleren Entfernung der Sterne 16. Größe, also (vgl. Abb. 3) gerade bis zum Zentrum unseres Sternsystems. Das Problem, die Struktur des ganzen Systems durch Beobachtungen zu erschließen, ist damit unendlich erschwert, ja beinahe hoffnungslos geworden.

Glücklicherweise ist die Absorption senkrecht zum Äquator nur gering und hindert uns nicht, bis in Entfernungen von Tausenden, ja Millionen von Lichtjahren zu dringen; es hindert uns nicht, uns das Modell des wahrscheinlichen Baues unseres eigenen Systems am Andromeda- und anderen Spiralnebeln unter den verschiedensten Gesichtswinkeln zu betrachten und zu studieren.

Die Natur der dunklen Materie. Wir haben erwähnt, daß die Absorption im Weltraum mit Verfärbung des durchgehenden Lichts verbunden ist. Der Grad der Verfärbung ist in den einzelnen Dunkelwolken etwas verschieden. Für das allgemeine Stratum außerhalb der Milchstraßenwolken ist nach einer Untersuchung von Dr. H. Wilkens[1]) die Verfärbung sehr stark; sie erfolgt wahrscheinlich streng nach dem Rayleighschen Gesetz umgekehrt proportional der 4. Potenz der Wellenlänge. Für die galaktischen Wolken ist sie sicherlich geringer und oft, aber nicht immer, annähernd λ^{-1} proportional. Es ist mit großen Schwierigkeiten verbunden, die spektrale Extinktion auf genügend viele Wellenlängen auszudehnen, um das Gesetz der Verfärbung sicherzustellen. Die Verfärbung wird in Größenklassen pro Kiloparsec, als sog. Farbenexzeß, gemessen, der angibt, um wieviel Größenklassen das photographisch wirksame Licht auf 1000 Parsec stärker geschwächt ist als das visuelle Licht. Dieser Farbenexzeß beträgt durchschnittlich 0,3 Größenklassen. Er sagt nichts über das Gesetz der Verfärbung aus, weil er nur auf Beobachtungen von 2 Wellenlängen beruht. In die beobachtete Absorption in Blau, ebenso wie in diejenige in Gelb geht außerdem ein Betrag der Absorption ein, der ganz unabhängig von der Wellenlänge des Lichts ist (a_0).

$$a = a_0 + a_\lambda = a_0 + f(\lambda) .$$

Ohne Kenntnis der Funktion $f(\lambda)$ ist eine Trennung der beiden Beträge der Absorption nicht möglich. Aus den Beobachtungen der Meteorfälle müssen wir schließen, daß gröbere, feste Materie, die

[1]) Untersuchungen über interstellare Absorption auf Grund auf Blau-, Gelb- und Rothelligkeiten von 27 Kugelhaufen. Mitteilungen d. Sternwarte Breslau Bd. IV (im Druck).

das Licht der Sterne ohne Verfärbung allein durch Abschirmung schwächt, im Weltraum vorhanden ist; wir kennen aber nicht ihren Betrag. Wir müssen auch annehmen, daß feste Partikel von Durchmessern, die zwischen $^1/_3\,\lambda$ und $3\,\lambda$ liegen, vorhanden sind, die eine unregelmäßige Verfärbung hervorrufen müssen. Bei noch kleineren festen Partikeln und bei Gasen müssen wir eine Verfärbung nach dem Rayleighschen Gesetze erwarten. Bei metallischen sehr kleinen Partikeln erfolgt die Absorption beim Durchgang durch das Medium proportional zu λ^{-1}, dagegen die Streuung nach dem Rayleighschen Gesetz, solange der Brechungsexponent als konstant angesehen werden kann. Die Gesamtwirkung von Absorption und Streuung verläuft so unregelmäßig, daß es unmöglich ist, ohne vorherige Kenntnis des Materials den Verlauf der Extinktionskurve zu deuten. Um so weniger ist es möglich, den Betrag der Absorption ohne Verfärbung, den Wert a_0, getrennt zu bestimmen. Nur wenn der Betrag der relativen Verfärbung in mehreren Wellenlängen das Rayleighsche Gesetz eindeutig ergibt, kann man dasselbe als gültig annehmen und dann auch den Wert von a_0 berechnen.

Das ist tatsächlich durch die Beobachtungen kugelförmiger Sternhaufen von Dr. H. Wilkens für höhere galaktische Breiten des interstellaren Stratums der Fall. Dort gilt das Rayleighsche Gesetz der Verfärbung; der Wert von a_0 ergibt sich zu

$$a_0 = 0{,}136 \text{ m}.$$

Wenn diese Absorption durch Abdeckung gröberer Partikel (Meteore) verursacht ist, so erhält man hieraus bei einer Annahme der durchschnittlichen Größe derselben von 1 mm, wie sie für die teleskopischen Sternschnuppen angenommen wird, auch die Dichte des gröberen meteorischen Staubes in unserem Sternsystem zu

$$\delta_0 = 5{,}0 \times 10^{-24}\,\text{g/cm}^3\,.$$

Es ist aber ganz unmöglich, den verfärbenden Anteil der Absorption einem Gase zuzuschreiben, weil die resultierende Dichte aus den Zahlen von Herrn Wilkens, nach der Formel für die Diffusionskonstante für Gase,

$$\beta = \frac{\frac{3}{8}\pi^3\,(n-1)^2\,L}{N}\,,$$

wo n der Brechungsexponent des Gases, L die Länge von 1000 Parsec in Zentimetern und N die Avogadrosche Zahl ist, für $n = 1\,000\,293$ (Luft) berechnet, zu einer Dichte des Gases $\delta = 2{,}6 \times 10^{-19}\,\text{g/cm}^3$ führt, die dynamisch unmöglich ist. Diese Dichte übersteigt die von der Gesamtmasse der Sterne herrührende 10000fach und entspricht 600 Atomen pro Kubikzentimeter. Lokale Anhäufungen der Materie von dieser Dichte würden den Sternen Geschwindigkeiten von 10000 km pro Sekunde erteilen, die nicht beobachtet werden. Die dynamisch größtmögliche Dichte unseres Sternsystems ist nach Eddington $10^{-23}\,\text{g/cm}^3$[2]. Die Rayleighsche Verfärbung in den oberen Schichten des interstellaren Stratums kann deshalb nur kleinsten festen Partikeln, bei denen die Absorption gegenüber der Streuung verschwindet, zugeschrieben werden. Das wir weiter noch strenger begründen werden. Das zweifellos vorhandene, durch die ruhenden Ca- und Na-Linien nachweisbare Gas des interstellaren Raumes ist nur in so geringen Mengen vorhanden, daß es zur Verfärbung des durchdringenden Sternenlichtes auch für Strecken von 10000 Parsec nichts beitragen kann. Struve und Gerasimowič[3] haben aus der Intensität dieser Linien in den Spektrogrammen der Sterne mit Rücksicht auf die relative Häufigkeit von Ca und Na zu den anderen Gasen in der Atmosphäre der Sonne die Gesamtdichte des interstellaren Gases zu 10^{-26} abgeschätzt. Bei diesen Dichten kann sich das Gas in der Verfärbung des Sternenlichtes nicht offenbaren.

In den Dunkelwolken der Milchstraße ist die Verfärbung wesentlich geringer als in höheren Breiten. Stellenweise ist sie überhaupt nicht nachweisbar. In den meisten Fällen, in denen sie für mehrere Wellenlängen bestimmt wurde, folgt sie annähernd mit λ^{-1}, ist aber unregelmäßig. Die naheliegende Deutung dafür ist die Verfärbung durch etwas gröbere metallische Partikel. Da Eisen das am häufigsten in Meteoren auftretende Metall ist, hat der schwedische Astronom C. Schalén[4], der die meisten der Dunkelwolken auf selektive Absorption untersucht hat, die Hypothese kleiner Eisenpartikel näher geprüft. Seine Messungen der selektiven Absorption beziehen sich auf 2 Wellenlängen $\lambda_1 = 0{,}395\,\mu$ und $\lambda_2 = 0{,}435\,\mu$; er berechnete nach der Mieschen Theorie die Verfärbung des durchgehenden Strahles durch Wolken von Eisenpartikeln fortschreitender Größe und stellte das Verhältnis der Absorptionen in einer Kurve, deren Abszissen die Durchmesser der Partikel waren, dar. Aus dieser Kurve entnimmt er mit dem beobachteten Verhältnis der Absorptionen $a_{\lambda_1}/a_{\lambda_2}$ den Partikeldurchmesser. Diese Methode scheint auch nach von uns[5] ausgeführten Rechnungen einwandfrei zu sein, soweit die Annahme der Eisenpartikel berechtigt ist. Das bleibt natürlich zweifelhaft. Nach Schalén läßt sich die bisher beobachtete Verfärbung in Dunkelwolken durch Eisenpartikel von 100 mμ gut darstellen. Die sich bei dieser Annahme ergebenden Dichten der galaktischen Wolken sind in der Tab. 1 angegeben.

Die Notwendigkeit unserer Schlußfolgerungen auf feste feinste Materie als Ursache der Absorption soll noch an einem Beispiel erhärtet werden.

[2]) Der innere Aufbau der Sterne. Springer, Berlin (1928), 454.
[3]) Astroph. Journal. **69** (1929).
[4]) K. Svenska. Vetensk. Handb. **3**, 13, Nr. 2 (1934).
[5]) Veröffentl. d. Univ. Sternwarte Breslau, Heft 7. 1934.

Betrachten wir die von Panekoek untersuchte Tauruswolke, die ein Verfinsterungsgebiet von 140 Quadratparsec hat, welche das Licht der dahinterliegenden Sterne um 2 Größenklassen schwächt. Wenn man sie als gasförmig betrachtet, erhält man eine Gesamtmasse dieses Gases von 4 Milliarden Sonnenmassen. Nimmt man vollständige Ionisation des Gases an, so tritt zu der Rayleigh-Streuung an den Ionen die viel stärkere Streuung an freien Elektronen. Berechnet man diese, so findet man, daß eine wesentlich geringere Masse dieselbe Gesamtabsorption hervorrufen kann, und zwar eine Gesamtmasse des Gases von 120 Millionen Sonnen. Dieser entspricht dann eine mittlere Dichte von $5{,}10^{-18}$ g/cm³. Aber auch diese Dichte ist dynamisch unmöglich. Ein sich dieser Wolke nähernder Stern würde durch ihre Anziehung eine Geschwindigkeit von 300 km pro Sekunde erhalten, wie sie niemals beobachtet wird. Es bleibt deshalb, da die Absorption mit Verfärbung verbunden ist, nur die Annahme, die Wolke bestehe aus feinsten festen Partikeln, weil in diesem Zustande bei kleinster Masse die größte Absorption mit Verfärbung erreicht werden kann. Kondensiert sich eine gegebene Gasmasse zu festen kleinen Partikeln, so steigt ihre Absorption sehr schnell bis zu 100- und 1000fach größeren Werten und wächst dann bis zu einer gewissen Grenze mit dem Durchmesser der Partikel. Werden die Partikel so groß, daß keine Beugung mehr eintritt, so beginnt die Absorption mit wachsendem Durchmesser abzunehmen. Aus dieser Betrachtung, die leicht durch die Formeln der klassischen Physik belegt werden kann, ergibt sich die Möglichkeit, die Absorptionswirkungen der dunklen Materie mit den dynamischen Notwendigkeiten in Einklang zu bringen.

Das interstellare Stratum der dunklen Materie, in das unsere Sterne der Milchstraße eingehüllt sind, besteht also im wesentlichen aus festen Teilchen. Es dehnt sich in der Form eines sehr flachen Rotationsellipsoids mit nach außen abnehmender Dichte bis zu den Grenzen unseres Sternsystems aus. In den oberen Schichten derselben sind leichtere und feinere Teilchen angesammelt, in der Äquatorialebene des Systems häuft sich die Materie in unregelmäßigen Verdichtungen, die wahrscheinlich dem Zuge der Spiralarme des Spiralnebels folgen, an. Hier ist die gröbste und schwerste Materie angesammelt, was auch dynamisch eine Notwendigkeit ist. Nach einem Satze von Jeffreys[6]) und Lindblad[7]) ist so eine Ansammlung in einem rotierenden System die kosmogonische Folge der Zusammenstöße der Partikel. Die Gesamtmasse der dunklen Materie ist nach unseren Berechnungen auf Grund neuerer Daten doch geringer als die Gesamtmasse der Sterne. Sie dürfte ein Zehntel der Masse nicht überschreiten.

Über die Bewegung der dunklen Materie

Daß die dunkle Materie in unserem Sternsystem an der allgemeinen Rotation des Systems teilnimmt, ist aus den Radialgeschwindigkeiten der sogen. ruhenden Kalzium- und Natriumlinien festgestellt. Wir haben deshalb nur die Bewegungen relativ zu dieser Rotation zu betrachten. Diese Bewegungen sind für die festen Partikel, die Ionen und die Elektronen, sehr verschieden. Bei den festen Partikeln spielt der Strahlungsdruck neben der Gravitation unter Umständen eine wesentliche Rolle. Nach Rechnungen, die an unserer Sternwarte ausgeführt sind[8]), ist der Einfluß dieser Kraft für Partikel ausgewählter Größe in der Nähe von hoch temperierten Sternen ausschlaggebend und kann die Gravitation tausendfach übersteigen, so daß diese Umgebung von diesen Partikeln reingefegt sein muß. Betrachtet man die Gesamtstrahlung und -gravitation in der Umgebung unserer Sonne innerhalb eines Radius von 15 Parsec in der sich etwa 300 Sterne befinden, so findet man, daß für Partikel zwischen 0,08 und 2,0 μ Durchmesser und der Dichte 1 der Strahlungsdruck die Schwere 27- bis 1,5 mal übersteigt, so daß man erwarten müßte, daß alle diese Teilchen die Umgebung der Sonne verlassen haben. Das bedeutet aber nicht, daß sie auch aus unserem ganzen Sternsystem entfliehen müßten. Zunächst ist das Verhältnis von Strahlungsdruck und Gravitation in den einzelnen Teilen des Systems verschieden und schwer zu übersehen; außerdem müssen wir aber bei den relativ geringen Geschwindigkeiten der Teilchen mit Zusammenstößen untereinander und den Ionen und Elektronen des Gases rechnen, so daß das Problem auf eine Bewegung im widerstehenden Mittel hinausläuft. Herr Dr. Jung[9]) hat diesbezügliche Rechnungen durchgeführt und kommt zum Schluß, daß für eine Dichte des Gases von 10^{-24} g/cm die Teilchen im wesentlichen ihren Ort im Weltraum nicht verändern, abgesehen natürlich von der Rotation um das Zentrum des Systems. Die Geschwindigkeiten der am stärksten dem Strahlungsdruck unterliegenden Partikel überschreitet nicht einige Kilometer. Bei der heute angenommenen wesentlich geringeren Dichte des interstellaren Gases von höchstens 10^{-26} g/cm³ ändern sich diese Verhältnisse recht wesentlich, besonders an den Grenzen des Systems, so daß hier mit einem ständigen Entweichen von Partikeln ausgewählter Größe infolge des Strahlungsdrucks gerechnet werden kann.

Ganz anders sind die Geschwindigkeiten der Ionen und Elektronen des Gases. Sie ergeben sich aus der mittleren Strahlungstemperatur des Gases

[6]) Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **77** (1916), 91.
[7]) Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **94** (1934), 231.
[8]) Astron. Nachrichten, **247**. Nr. 5927. 1933.
[9]) Zeitschr. f. Astroph. **9**, Heft 1. 1934.

im interstellaren Raume, die Edington mit Rücksicht auf die vorherrschende Frequenz der Sternstrahlung auf 15000° schätzt. Bei einem mittleren Atomgewicht von 20 entspricht das einer Geschwindigkeit der Ionen von 4 km/sec und einer Geschwindigkeit von 760 km/sec für die Elektronen. Die durch den Strahlungsdruck auf Gase bedingte Geschwindigkeit wird nur in Einzelfällen von Bedeutung sein, im allgemeinen braucht man sie wegen der starken Ionisation nicht zu berücksichtigen. Mit Rücksicht auf die Zusammenstöße hat Herr Dr. Jung berechnet, daß auch das Gas als praktisch stationär innerhalb des Systems betrachtet werden kann, nur die Elektronen müssen am Rande des Systems wegen ihrer großen Geschwindigkeiten entweichen. Das liegt daran, daß die Elektronengeschwindigkeit die Entweichungsgeschwindigkeit an den Grenzen des Systems wesentlich übersteigt. Diese beträgt für eine mittlere Dichte von 10^{-24} g/cm³ bei einem stark abgeplatteten homogenen Ellipsoid von 20 Kiloparsec Durchmesser am Äquator 140 km/sec und am Pole von 180 km/sec.

Anders liegen die Verhältnisse in kleineren Sternsystemen wie die kugelförmigen Sternhaufen, die gar keine oder nur geringe Abplattung und eine starke Konzentration der Sterne nach dem Zentrum aufweisen. Hier führt die Ausrechnung des Potentials der Schwere und des Strahlungsdrucks zu dem Schluß, daß sowohl die dem Strahlungsdruck unterliegende feinste Materie, als auch das Gas, letzteres auch ohne Rücksicht auf den Strahlungsdruck, infolge der Temperaturgeschwindigkeit allein ständig dem System entweichen muß, so daß sich in einem Kugelhaufen nur gröbere dunkle Materie auf die Dauer halten kann.

Die Frage nach der Entstehung der dunklen Materie in den Sternsystemen kann heute nur vermutungsweise beantwortet werden. Daß sich die Gase bei bestimmten Dicht- und Druckverhältnissen zu kleinen festen Partikeln kondensieren können, muß jedenfalls angenommen werden, wobei dann gleich derjenige Raumteil, in dem dieses geschieht, nach unseren Untersuchungen sehr stark an Durchsichtigkeit verliert und uns darum als dunkle Wolke erscheint. Wir sahen solche dunkle Streifen und Risse von ganz unregelmäßiger Form schon in der nächsten Umgebung des Zentrums des Andromedanebels.

B. Lindblad[10]) glaubt nun, daß diese Kerne kleinster fester Materie durch die Zusammenstöße mit den Gaspartikeln wachsen. Er stützt sich da auf Beobachtungen von Langmuir[11]), nach denen der enorme Temperaturunterschied zwischen den festen Teilchen, denen man nach Eddington etwa 3° absol. zuschreiben muß, und der hohen Temperatur des Gases von 15000° den Prozeß der Kondensation der Gase an der Oberfläche außerordentlich beschleunigt. Er findet, daß die Zeitdauer der Bildung von Eisenpartikeln vom Durchmesser 100 mμ, wie sie Schalén als Hauptbestandteil der dunklen Wolken vermutet, infolge der Zusammenstöße 10^9 Jahre beträgt, somit der kürzeren Zeitskala der Welt entspricht. Dieses Ergebnis kann nicht unangefochten bleiben, weil die angenommene Dichte des Gases 10^{-26} g/cm³ war, wobei aber keine Rücksicht darauf genommen wurde, daß nur die neutralen Atome des Gases für den Kondensationsprozeß in Frage kommen. Diese sind aber nur in verschwindender Anzahl gegenüber den doppelt und einfach ionisierten Atomen vorhanden. Die Dichte des neutralen Gases ist mindestens um 5 Zehnerpotenzen geringer, was dann auch die Zeitdauer der Bildung um ebensoviel Potenzen vergrößern würde. Doch hängt die Rechnung natürlich von den Dimensionen der Partikel im Ausgangsstadium ab, und über diese können wir kaum etwas aussagen. Wenn also auch das kosmogonische Argument für die Lindbladsche Hypothese ausscheidet, so kann zu ihren Gunsten angeführt werden, daß zur Zeit des Bildungsprozesses der dunklen Materie, der nach Bildern der Spiralnebel zu urteilen, schon im gasförmigen Stadium des Nebels beginnt, sowohl die Temperatur und der Ionisationsgrad geringer, als auch die Dichte des kondensierenden Gases größer sein konnte, was ein Anwachsen der Partikel durch Zusammenstöße in diesem Stadium der Entwicklung begünstigt hätte. Für den heutigen Zustand in unserem Sternsystem spielt der Wachstumsprozeß der Partikel durch Zusammenstöße mit neutralen Atomen keine Rolle. Zur dunklen Materie des Weltraumes gehören auch in der Umgebung der Sonne die kleinen und großen Planeten mit ihren Trabanten und die Meteore, von denen wir heute wissen, daß sie Ankömmlinge aus dem Weltraume sind. Wenn auch vieles für die Chaimbarlain-Moultonsche Hypothese der Bildung aller dieser Körper durch Ansammeln der Gaspartikeln und kleinen festen Partikeln um schwerere feste Kerne spricht, so ist es doch unmöglich, diesen Prozeß im einzelnen zu erschließen und vernünftige Zeiträume für das Anwachsen der Massen bis zu ihrer jetzigen Größe anzugeben, weil diese Massen so sehr verschieden sind, und auch die ursprünglichen Kerne fester Materie, die sich durch Kondensation von Gasklumpen gebildet haben, auch sehr verschieden waren. Dann hat auch die Dichte des sich kondensierenden Gases im Laufe der Entwicklung in zunächst noch unbekannter Weise abgenommen. Ein Bild der Entwicklung mit Angabe der Zeitperioden ist deshalb noch nicht möglich.

(Eingegangen am 25. Oktober 1936)

[10]) Nature, **135** (Januar 1935), 133.

[11]) Phys. Rev. **8** (1916), 149; Proc. U. S. Nat. Acad. **3** (1917), 141.

Die Sternatmosphären

Von A. Unsöld, Kiel

(Mitteilung aus dem Institut für theoretische Physik Kiel)

Inhalt: I. Einleitung. II. Die physikalischen Grundlagen einer quantitativen Theorie der Fraunhoferlinien. III. Die Deutung der Sternspektren.

I. Einleitung

Früher hoffte man, die Beschaffenheit der Sternatmosphären dadurch zu ermitteln, daß man versuchte, ihre Spektren im Laboratorium zu duplizieren. Diese Experimente haben zwar höchst wertvolle Beiträge zum Aufbau der modernen Atomphysik geliefert, aber es konnte auf solche Weise nie gelingen, die Drucke, Temperaturen usw. der Sternatmosphären quantitativ zu erfassen: Wir können nämlich die extremen Verhältnisse der Sterne mit den beschränkten Hilfsmitteln des Laboratoriums nicht quantitativ herstellen und werden sie — aller Voraussicht nach — auch nicht herstellen können.

Wir haben keinen Grund, dies zu bedauern: Der besondere Reiz und die besondere Bedeutung der Astrophysik beruhen vielmehr gerade darauf, daß sie uns vor Erscheinungen stellt, die über das terrestrisch Erreichbare hinausgehen.

So schiebt sich ganz naturgemäß als Bindeglied zwischen die Laboratoriumsarbeit des Physikers und die Beobachtungstätigkeit des Astronomen die Theorie. Es ist kein Zufall, daß die glänzende Entwicklung der Bohrschen Theorie und der Quantenmechanik einen nicht minder großartigen Aufschwung der Astrophysik nach sich zog[1]).

Als erste große Entdeckung dieses neuen Gedankenkreises entstand 1920 M. N. Sahas Theorie der thermischen Ionisation. Sie ordnete die Mannigfaltigkeit der Sternspektren — in der Hauptsache — nach 2 Parametern: Der Temperatur T und dem Partialdruck der freien Elektronen P_e (T und P_e sind natürlich als Mittelwerte über die zugänglichen Bereiche der Sternatmosphäre aufzufassen). Um jedoch die Sahasche Formel in quantitativer Hinsicht anwenden zu können, mußte der Zusammenhang zwischen den in die Gleichung eingehenden Konzentrationen irgendwelcher Atome oder Atomzustände einerseits und den „Intensitäten" der entsprechenden Spektrallinien andererseits geklärt werden.

[1]) Eine zusammenfassende Darstellung gibt das soeben erschienene Buch von S. Rosseland, Theoretical Astrophysics (Oxford 1936). Einen ausgezeichneten Überblick über die Probleme und Ergebnisse der neueren Sternspektroskopie gibt ferner O. Struve, Popular Astronomy, Okt.-Dez. 1935. Unsere Literaturangaben erstreben keinerlei Vollständigkeit, sondern nennen nur einige der wichtigsten Arbeiten.

II. Die physikalischen Grundlagen einer quantitativen Theorie der Fraunhoferlinien

In neuerer Zeit richtete sich daher die Aufmerksamkeit der Astrophysiker auf das bis dahin noch offen gebliebene Problem einer quantitativen Erfassung der Fraunhoferschen Linien in den Spektren von Sonne und Sternen.

Den Ausgangspunkt für solche Überlegungen bildet die Messung der Intensitätsverteilung in den Linien mit dem Mikrophotometer. Wir sprechen kurz von Linienkonturen und fragen: „Wie hängt die Intensitätsverteilung in einer Linie (d. h. ihre Kontur) zusammen mit der Konzentration des betreffenden Atomzustandes und evtl. anderen Parametern, die den Zustand einer Sternatmosphäre charakterisieren?"

Die Sahasche Theorie zeigte, daß die Drucke in den Sternatmosphären jedenfalls sehr niedrig sind und so betrachten wir zunächst solche Linienverbreiterungseffekte, die vom Druck unabhängig sind:

1. Der thermische Dopplereffekt gibt eine Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten $\varkappa$, die durch die bekannte Fehlerkurve

$$\varkappa \sim e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}$$

beschrieben wird. Die „Dopplerbreite" $\Delta\lambda = \Delta\lambda_D$, bei der $\varkappa$ von seinem Maximalwert auf den e-ten Teil gesunken ist, liegt in der Größenordnung $^1/_{10}$ bis $^1/_{100}$ ÅE. Man erkennt, daß der Dopplereffekt jedenfalls nur für die schwachen Linien von Bedeutung sein kann.

Einen viel ausgiebigeren Verbreiterungseffekt liefert

2. Die Strahlungsdämpfung. Betrachten wir sie mit V. Weißkopf und E. Wigner[2]) sogleich vom Standpunkt der Quantenmechanik aus. Jedes Energieniveau n hat eine bestimmte mittlere Lebensdauer T_n und daher nach der Heisenbergschen Relation eine bestimmte Unschärfe seines Energiewertes. Rechnen wir diese in Kreisfrequenzeinheiten um, so wird sie gerade $\gamma_n = \frac{1}{T_n}$. Entsteht nun eine Linie durch Übergang zwischen den Niveaus m und n, so ist ihre natürliche Linienbreite $\gamma = \gamma_m + \gamma_n$ und die Frequenzabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten wird gegeben durch

$$\varkappa = \frac{\pi e^2 N f}{m c} \cdot \frac{\gamma}{(\Delta\omega)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}.$$

[2]) V. Weißkopf u. E. Wigner, Zeitschr. f. Phys. **63** (1930), 54; sowie V. Weißkopf, ebd. **85** (1933), 451.

Dabei bedeutet N die Anzahl der Atome/cm³, f die Oszillatorenstärke der Linie und $\Delta\omega$ den Abstand von der Linienmitte in Kreisfrequenzeinheiten. Die Halbwertsbreite des Absorptionskoeffizienten ist nach unserer Formel gerade gleich γ, also von der Größenordnung 10^8 sec^{-1} oder in der Wellenlängenskala $\sim 10^{-4}$ ÅE. Man sollte zunächst demnach denken, daß die Strahlungsdämpfung gegenüber dem Dopplereffekt zu vernachlässigen sei, aber dem ist entgegenzuhalten, daß die Dopplerverteilung außen exponentiell mit $\Delta\omega^2$ abnimmt, während die Dämpfungsverteilung nur mit $1/\Delta\omega^2$ selbst geht. Der Sachverhalt wird noch klarer, wenn wir mit R. Minkowski[3]), W. Schütz[4]) u. a. die gleichzeitige Wirkung von

3. Dopplereffekt und Dämpfung ins Auge fassen. Dann überlagern sich die beiden Kurven; die Dämpfungsverteilung wird sozusagen im Sinne der Dopplerkurve „verwackelt". Das Ergebnis

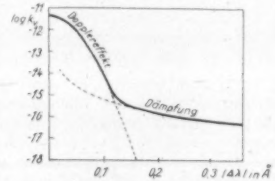


Abb. 1. Überlagerung von Dopplereffekt und Strahlungsdämpfung.
Absorptionskoeffizient k_ν (pro Ersatzoszillator) der NaD-Linien bei Sonnentemperatur ($T = 5700°$ K)

einer genaueren Berechnung für die NaD-Linien bei Sonnentemperatur zeigt Abb. 1: Innen bleibt der Dopplerkern und außen schließen sich — ziemlich unvermittelt — daran die Dämpfungsflügel. Erfolgt die Absorption also in optisch dünner Schicht, so zeigt die entstehende Linie praktisch die reine Dopplerverteilung. Untersucht man dagegen mit Minkowski und Schütz (a. a. O.) die äußeren Zonen der Linie bei dicker Schicht, so erhält man dort praktisch reine Dämpfungsverteilung.

Die bis jetzt betrachteten Effekte bleiben — wie gesagt — auch im Zustand extremer Verdünnung unabhängig vom Druck bestehen. Nunmehr betrachten wir zur Ergänzung noch zwei Effekte, die mit der Wechselwirkung der Gasteilchen zusammenhängen und also mit dem Druck anwachsen.

4. Druckeffekt. Erfolgt die Störung der absorbierenden oder emittierenden Atome hinreichend langsam, so braucht man nur das Verteilungsgesetz der elektrischen Felder im Gas zu kennen. Die Überlagerung der Starkeffekte, die man nach den für statische Felder gültigen Gesetzen berechnen darf, gibt dann schon die Frequenzabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten. Wir sprechen in diesem Falle kurz von Druckeffekt.

5. Stoßdämpfung. Erfolgt dagegen die Störung sehr rasch, so sind — akustisch gesprochen — die Hauptsache die An- und Abschaltgeräusche. D. h. die Linienverbreiterung hängt nur ab von der Anzahl der Störungen pro Sekunde oder — anders ausgedrückt — der mittleren Zeit τ zwischen zwei Störungen. Wir kommen so auf die von W. Lenz[5]) und V. Weißkopf[6]) wesentlich vertiefte Lorentzsche Theorie der Stoßdämpfung. Ihre quantitative Seite ist sehr einfach: Die Halbwertsbreite des Absorptionskoeffizienten wird $\gamma = \frac{2}{\tau}$ und seine Frequenzverteilung ist genau durch die alte Strahlungsdämpfungsformel mit diesem abgeänderten γ beschrieben.

Die gegenseitige Abgrenzung von Druckeffekt und Stoßdämpfung hat W. Lenz[7]) genauer

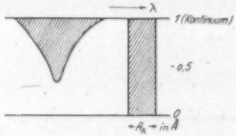


Abb. 2. Gesamtabsorption oder äquivalente Linienbreite.
(Unabhängig vom Auflösungsvermögen)

untersucht. Die Anwendung seiner Ergebnisse auf die Sternatmosphären zeigt, daß nur die Verbreiterung der Wasserstofflinien (und — zum Teil — der Heliumlinien) durch die elektrischen Felder von Ionen und Elektronen unter die erstere Gruppe fällt; sonst ist nur Stoßdämpfung möglich.

Damit haben wir die physikalischen Grundlagen für die Deutung der Fraunhoferlinien — soweit sie heute bekannt sind — zusammengestellt. Ehe wir uns den Sternspektren zuwenden, müssen wir aber mit M. Minnaert[8]) u. a. noch einen wichtigen Hilfsbegriff einführen:

Die Gesamtabsorption oder äquivalente Linienbreite. Abb. 2 sagt eigentlich alles: Wir vergleichen die in der Linie verschwundene Energie mit einem scharf begrenzten, völlig schwarzen Streifen im Spektrum[9]). Dessen Breite A_λ, in Ångström gemessen, nennen wir die Gesamt-

[3]) R. Minkowski, Zeitschr. f. Phys. **36** (1926), 839.
[4]) W. Schütz, Zeitschr. f. Phys. **38** (1926), 864 u. **45** (1927), 30.
[5]) W. Lenz, Zeitschr. f. Phys. **25** (1924), 299 u. **80** (1933), 423.
[6]) V. Weißkopf, Zeitschr. f. Phys. **75** (1932), 287 u. Phys. Zeitschr. **34** (1933), 1.
[7]) W. Lenz, Zeitschr. f. Phys. **83** (1933), 139.
[8]) M. Minnaert, Observatory **57** (1934), 328 (zusammenfassende Darstellung).
[9]) Die Intensität des kontinuierlichen Spektrums werde = 1 gesetzt.

absorption und haben damit ein vom Trennungsvermögen des Spektrographen unabhängiges Maß der Linienintensität.

Wie wächst nun die Gesamtabsorption mit der Dicke der absorbierenden Schicht, d. h. der Anzahl[10]) NH der Atome in einer absorbierenden Säule von 1 cm² Querschnitt?

Bei kleinen NH bzw. NHf geht A_λ einfach $\sim NHf$. Dann kommt aber ein Punkt, wo die Absorption im Dopplerkern der Linie gesättigt ist, während die Absorption in den Dämpfungsflügeln noch unmerklich ist. Die Wachstumskurve (Abb. 3) wird also bei $A_\lambda \approx 4\,\Delta\lambda_D$ eine flache Zone durchlaufen. Bei großen NHf endlich geht der Absorptionskoeffizient $\varkappa \sim \frac{Nf\gamma}{\Delta\omega^2}$; die Linienbreite (gemessen bei einer bestimmten Absorption) wächst also $\sim \sqrt{NHf\cdot\gamma}$ und ebenso

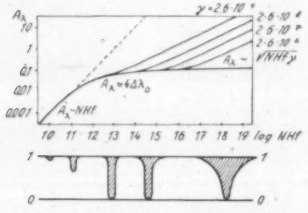


Abb. 3. Wachstumskurven
für Fe-Linien bei λ 4000 und $T = 5600°$ K.
Unten: Entsprechende Linienkonturen (schematisch).

die Gesamtabsorption. Die Wachstumskurve spaltet sich also auf entsprechend den verschiedenen Werten von γ.

Wir haben bis jetzt so getan, wie wenn man die Sternatmosphären genau wie ein Absorptionsrohr behandeln dürfte. In Wirklichkeit müßte selbstverständlich die Reemission berücksichtigt werden. Wir wollen hier auf diese Probleme der Theorie des Strahlungsgleichgewichtes nicht näher eingehen. Das Ergebnis ziemlich langwieriger Rechnungen ist, daß man eine Sternatmosphäre weitgehend zu einem Absorptionsrohr ganz bestimmter Schichtdicke in Parallele setzen kann. Die Dicke der „wirksamen Schicht" ist dadurch bestimmt, daß von ihrem Grund aus die Lichtquanten eben noch mit merklicher Häufigkeit ungestört an die Oberfläche gelangen können. Ihre Berechnung hängt eng zusammen mit der Theorie des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten.

[10]) Man kann anschaulich N als die mittlere Anzahl der Atome pro cm³ und H als die Dicke bzw. Höhe dieser Schicht auffassen. In allen Formeln geht jedoch nur das Produkt NH ein.

III. Die Deutung der Sternspektren

1. Dämpfung und Dopplereffekt. Nunmehr sind wir endlich soweit, daß wir uns an die Deutung der Beobachtungen heranwagen können. In den Multipletts sind uns Liniengruppen gegeben, deren NHf relativ zueinander bekannt sind. Die Erfahrung zeigt nun durchweg, daß die Breite der starken Metallinien $\sim \sqrt{f}$ anwächst; ein Beweis dafür, daß sie durch Dämpfung verbreitert werden. Z. B. verhalten sich die Breiten der bekannten Ca^+-Linien H und K bei jeder Intensität wie $1 : \sqrt{2}$, die des grünen Mg-Tripletts wie $1 : \sqrt{3} : \sqrt{5}$ usw.

Nun aber erhebt sich die schwierige Frage: Haben wir es vorwiegend mit Strahlungs- oder Stoßdämpfung zu tun? Bis vor kurzem nahm man im Hinblick auf die Kleinheit der Drucke in den Sternatmosphären allgemein das erstere an, aber es dürfte keinem Zweifel unterliegen, daß wir diese Meinung revidieren müssen.

Indem man den Zusammenhang von A_λ und NHf in Liniengruppen studiert, die (vgl. Abb. 3) aus dem linearen in den $\sqrt{\ }$-Ast der Wachstumskurve herrüberreichen, kann man Dämpfungskonstanten γ empirisch bestimmen. Man findet so für eine Reihe von Fe, Ti ... Multipletts auf der Sonne γ von 3,5 bis $45\cdot10^8$ sec^{-1}, was für Strahlungsdämpfung immerhin ziemlich viel ist. Für die Ca-Linie 4227 erhält man das 10fache der Strahlungsdämpfung usw. Noch deutlichere Ergebnisse ergaben sich im Anschluß an Beobachtungen der diffusen Mg-Nebenserie $3\,{}^1P^0 - n\,{}^1D$ im Sonnenspektrum durch M. Minnaert und J. Genard[11]). Von $n = 3$ bis 9 sind die Gesamtabsorptionen dieser Linien fast konstant und da sie alle auf dem $\sqrt{\ }$-Zweig der Wachstumskurve liegen, so müssen wir schließen, daß die $f\cdot\gamma$ von $n = 6$ bis 9 um einen Faktor ~ 6 zunehmen. Da die Oszillatorenstärken f in der Serie sicher abnehmen, so müssen die Dämpfungskonstanten γ erheblich mit n anwachsen.

Verfasser[12]) hat nun die Möglichkeiten von Stoßdämpfung in den Sternatmosphären eingehend untersucht und fand als wichtigsten Effekt die Störung durch die elektrischen Felder der Elektronen und Ionen. Das merkwürdige Verhalten der Mg-Serie wird dadurch auch quantitativ auf das Schönste erklärt. Daneben spielen sicher eine Rolle die v.-d.-Waals-Kräfte der Wasserstoffatome und in Spezialfällen die Eigengasverbreiterung. Reine Strahlungsdämpfung finden wir höchstwahrscheinlich nur in den sehr verdünnten Atmosphären der Übergiganten.

[11]) M. Minnaert u. J. Genard, Zeitschr. f. Ap. **10** (1935), 377.

[12]) A. Unsöld, Zeitschr. f. Ap. **12** (1936), 56; sowie unpublizierte Rechnungen.

Nachdem wir so das Zustandekommen der starken Linien wenigstens im Prinzip verstehen, wenden wir uns dem flachen Teil der Wachstumskurve zu. Seine Höhe ist — wie wir sahen — praktisch durch die Dopplerbreite $\Delta\lambda_D$ bedingt. Man sollte nun denken, diese sei in der bekannten Weise durch die Temperatur eindeutig bestimmt. Aber eine eingehende Untersuchung von O. Struve und C. T. Elvey[13]) zeigte, daß dem nicht so ist. Manche Sterne (17 Leporis, ε Aurigae, α Persei u. a.) zeigen vielmehr eine Art „Brodeln", „Turbulenz" — wie man auch sagt — mit Geschwindigkeiten bis zu ~ 67 km/sec gegenüber der thermischen Geschwindigkeit von ~ 2 km/sec. Diese gewaltigen Strömungen mit weit über Schallgeschwindigkeit werden vermutlich irgendwie durch den Strahlungsdruck in Gang gesetzt. Näheres wissen wir darüber noch nicht.

Da über den linearen Teil der Wachstumskurve „nichts Nachteiliges bekannt geworden" ist, so wollen wir an dieser Stelle unsere Betrachtungen kurz unterbrechen, um einige großenteils mit den bisher geschilderten Methoden gewonnene Ergebnisse der quantitativen Sternspektroskopie kennenzulernen. Sie sind natürlich mehr als erster Versuch, denn als etwas Endgültiges zu werten:

a) Wir können die Temperaturen und Drucke der Sterne auf spektroskopischem Wege bestimmen. Für die Sonne z. B. findet man (als Mittelwert) eine Temperatur T von $\sim 5600^0$. Der Partialdruck der freien Elektronen P_e beträgt $\sim 0{,}05$ mm Hg, der gesamte Gasdruck P_g dagegen ~ 4 mm Hg.

b) Sodann hat H. N. Russell[14]) einen großzügigen Versuch unternommen, die Zusammensetzung der Sonnenatmosphäre zu bestimmen. Abb. 4 zeigt die Häufigkeit der Elemente (nach Masse). Diese Kurven sind — wie d'Atkinson bemerkt hat — von höchster Bedeutung für das Problem der intrastellaren Energieerzeugung und der Entstehung der Elemente. Es liegt nahe, das Minimum bei den leichten Kernen in Zusammenhang zu bringen mit der Atomzertrümmerung durch Protonen, während der Abfall der Kurve bei den schweren Elementen wohl mit Neutronenprozessen zusammenhängen dürfte.

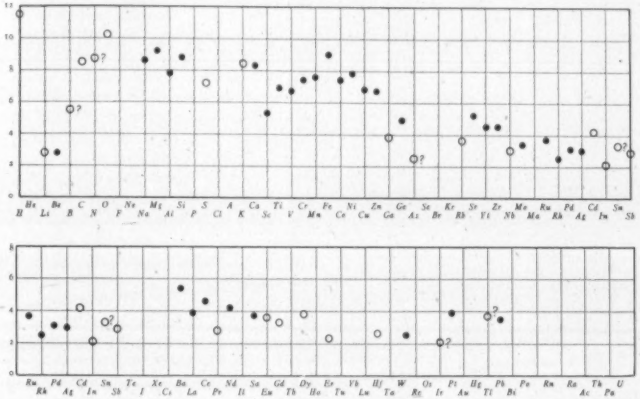


Abb. 4. Häufigkeit der Elemente nach Masse (logarithmisch aufgetragen) nach H. N. Russell [Astrophys. Journ. **70** (1929), 11 ff.]

c) Schließlich noch eine kleine Ergänzung zum Problem der Häufigkeit der Elemente: Auf der Erde ist der schwere Wasserstoff ~ 5000 mal seltener als der gewöhnliche; auf der Sonne dagegen sicher mehr als 100000 mal — wie man aus dem Fehlen einer $H_2\alpha$-Linie schließen muß. Offenbar hat die Erde bei ihrer Entstehung den leichten Wasserstoff in höherem Maße abgegeben als den schweren!

2. Druckverbreiterung der Wasserstofflinien. Verbotene Übergänge im Heliumspektrum. Nunmehr wollen wir unsere systematischen Untersuchungen wieder aufnehmen und noch kurz auf die Druckeffekte in Sternspektren[15]) eingehen.

Daß die Wasserstofflinien durch den Starkeffekt der Ionen- und Elektronenfelder verbreitert werden, erkennt man am deutlichsten an der Druckabhängigkeit ihrer Breiten. Bei gleicher Temperatur

[13]) O. Struve u. C. T. Elvey, Ap. Journ. **79** (1934), 409.

[14]) H. N. Russell, Ap. Journ. **70** (1929), 11.

[15]) O. Struve, Ap. Journ. **69** (1929), 173 u. **70** (1929), 85; A. Unsöld, Zeitschr. f. Phys. **59** (1930), 353; S. Verwey, Diss. Amsterdam 1936.

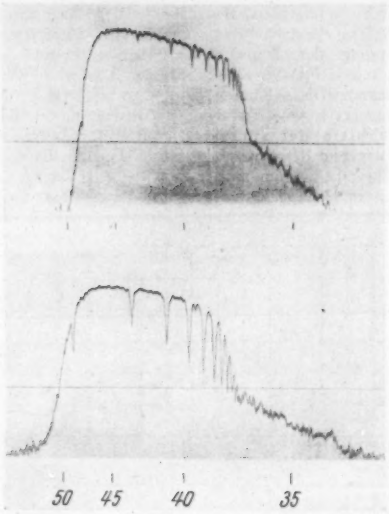


Abb. 5. Ein *c A* Stern (Riesenstern, oben) und ein gewöhnlicher *A* Stern (unten) unterscheiden sich in der Stärke der Balmerlinien, nicht aber hinsichtlich der kontinuierlichen Absorption, die sich an die Seriengrenze λ 3647 anschließt. [Nach Y. Öhman, Ann. Stockh. Obs. **12** (1935), 3.]

haben die (dichten) Zwergsterne viel stärkere Balmerlinien als die (dünnen) Riesensterne. Daß der Unterschied nicht mit einer evtl. Änderung der Anzahl absorbierender Atome zusammenhängt, ersieht man direkt aus der Konstanz der Stärke des Kontinuums (Abb. 5), das sich an die Seriengrenze λ 3645 anschließt. Diese Unterschiede zwischen Riesen- und Zwergsternen sind praktisch außerordentlich wichtig zur Bestimmung spektroskopischer Parallaxen.

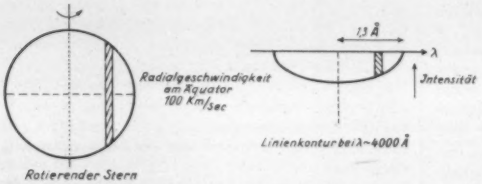


Abb. 6. Linienverbreiterung durch Rotation der Sterne

Die Photometerkurven der Balmerserie zeigen eine auffällig geringe Abnahme der Linienintensität mit der Gliednummer in der Serie. Während z. B. von H_β—H_ζ die Oszillatorenstärken von 0,12 bis 0,008, also um einen Faktor 15 abnehmen, sind die Gesamtabsorptionen beider Linien nahezu gleich. Dies läßt sich — auch quantitativ — leicht so erklären, daß die Abnahme der f gerade kompensiert wird durch die mit der Gliednummer rasch ansteigende Starkeffektverbreiterung der Linien.

Schätzt man die mittlere Stärke des zwischenmolekularen Feldes nach den Formeln von Debye und Holtsmark ab, so kommt man auf ~ 7 kV/cm. Dadurch wird nach Struve auch verständlich, daß z. B. neben der Heliumlinie $2\,^3P^0$—$4\,^3D$; λ 4472 der verbotene Übergang $2\,^3P^0$—$4\,^3F$; λ 4470 auftritt und eine unsymmetrische Erweiterung der Linie bewirkt (Abb. 7a).

3. Rotation der Sterne. Die bis jetzt besprochenen Ursachen für die Verbreiterung der Spektrallinien eines Sternes haben alle ihren Sitz in der Sternatmosphäre selbst.

Daneben spielt, wie O. Struve[16]) zuerst bemerkt hat, in den Spektraltypen *B*—*F* 5 die Dopplerverbreiterung durch Rotation der Sterne eine wichtige Rolle. Könnten wir den Stern als Scheibchen sehen, so hätte (Abb. 6) ein Streifen parallel zur Rotationsachse konstante Geschwindigkeit im Visionsradius. Gehen wir von einer ursprünglich sehr schmalen Linie aus, so entspricht diesem Streifen eine entsprechend breite und tiefe Zone in der Linienkontur. Diese wird also, wenn wir die Helligkeit der Sternoberfläche als konstant annehmen, einfach eine Ellipse. Bei 100 km/sec Rotationsgeschwindigkeit beträgt (für λ 4000 ÅE) ihre Halbbreite 1,3 ÅE.

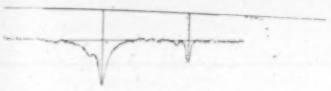
Die folgende Abb. 7 zeigt nach O. Struve (a. a. O.) zunächst die Mikrophotometerkurve des normalen B2-Sternes γ Pegasi mit den Linien He4472 und MgII 4481. Dann folgt die Mikrophotometerkurve des spektroskopischen Doppelsternes α Virginis. Alle Linien sind hier verdoppelt und stark verbreitert. Offenbar ist bei diesem engen System die Rotationsdauer etwa gleich der Umlaufszeit. Die Radialgeschwindigkeit am Äquator ergibt sich zu $\sim$ 200 km/sec.

Und nun das Interessanteste: Die dritte Mikrophotometerkurve stammt von dem Einzelstern η Ursae majoris; offenbar rotiert auch dieser mit $\sim$ 200 km/sec! Man kann leicht überschlagen, daß ein solcher Stern sich hart an der Grenze der Instabilität befindet.

O. Struves Untersuchungen geben uns zum erstenmal direkte Anhaltspunkte für das alte Problem der Entstehung der Doppelsterne. Merkwürdig ist, daß unter den kühlen Sternen so hohe Rotationsgeschwindigkeiten nicht vorzukommen scheinen. Ob dies mit der Entstehung von Planetensystemen zusammenhängt? Es ist ja eine alte Kuriosität, daß der Drehimpuls unseres Planetensystems in der Hauptsache nicht in der Rotation der Sonne, sondern in der Bahnbewegung von Jupiter steckt.

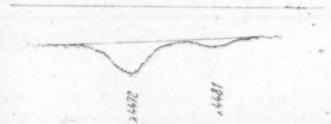
[16]) O. Struve, Ap. Journ. **72** (1930), 1.

Damit wollen wir unsere Übersicht abschließen. Wenn sie auch keineswegs vollständig sein konnte, so hoffen wir doch, gezeigt zu haben, nach welchen Gesichtspunkten die heutige Astrophysik arbeitet. Zwei der Grundprobleme der Astronomie, die Frage nach der Energieerzeugung im Inneren der Sterne und die Frage nach der



a) Mikrophotometerkurve des nicht rotierenden Einzelsternes γ Pegasi (B 2). Scharfe Linien. Links neben der starken He-Linie λ 4472 erscheint die verbotene Linie λ 4470. Rechts die Linien Mg II 4481 und Al III 4480.

b) Mikrophotometerkurve des spektroskopischen Doppelsternes α Virginis. Man erkennt die durch Rotation verbreiterten Linien beider Komponenten (I u. II).



c) Mikrophotometerkurve des Einzelsternes η Ursae Majoris. Die Breite der Linien zeigt, daß dieser Stern eine Äquatorialgeschwindigkeit von $\sim$ 200 km/sec besitzt.

Abb. 7. Rotation der Sterne
[nach O. Struve, Astrophys. Journ. **72** (1930), 1]

Entstehung der Doppelsterne sind innerhalb der letzten 10 Jahre aus dem Bereich ungezügelter Spekulation in das Blickfeld spektroskopischer Beobachtung gerückt, und es ist schon heute zu übersehen, daß die neue Entwicklung der Sternspektroskopie auch für ihre Nachbarwissenschaften vielerlei Anregungen mit sich bringen wird.

Zusammenfassung

Zur quantitativen Deutung der Intensitätsverteilung in den Fraunhoferlinien der Sternspektren werden herangezogen: Dopplereffekt, Strahlungsdämpfung, Stoßdämpfung und Druckeffekt sowie die Rotation der Sterne. Es ist möglich, diese Effekte weitgehend voneinander zu trennen, so daß man — unter Zuhilfenahme der Theorie — quantitative Rückschlüsse auf die Beschaffenheit der Sternatmosphären ziehen kann.

(Eingegangen am 8. Oktober 1936)

Ganzjährige Registrierungen koinzidierender Höhenstrahlen

Von Werner Kolhörster, Berlin-Dahlem

(Mitteilungen aus dem Institut für Höhenstrahlenforschung der Universität Berlin)

Registrierungen koinzidierender Höhenstrahlen im Tagesverlauf wurden am Höhenstrahlenlaboratorium des Meteorologisch-Magnetischen Observatoriums in Potsdam von Januar 1935 an ausgeführt[1]). Die Versuchsreihe konnte dank dem Entgegenkommen des Reichswetterdienstes und der Herren Institutsdirektoren Kühl und Hölper bis Ende Februar 1936 ausgedehnt werden, als infolge Neuordnung der Besitzverhältnisse das Laboratorium zu anderen Zwecken verwendet werden mußte.

Die Koinzidenzen lieferten 2 gleiche Zählrohre ($r = 2{,}4$ cm, $l = 45{,}5$ cm) die in G-Abstand bei nord-südlicher Achsenrichtung in horizontaler Lage übereinander in einem 10 cm-Bleipanzer von lichten Ausmaßen 65 : 45 : 55 cm eingebaut waren. Aus den Einzelstößen wurden durch einfache 2-Röhrenverstärkung die Koinzidenzen ausgesiebt und von einem Druckzählwerk addiert. Die Korrektur der einzelnen Stundenwerte erfolgte mit den zugehörigen Stundenmitteln des Barometerstandes auf 760 mm; ferner wurden Lamont- und Amplitudenkorrektur ohne sonstige weitere Glättung angebracht. Bei rund 3000 systematischen Koinzidenzen in der Stunde, welche die Anordnung liefert, beträgt der Fehler der statistischen Schwankung eines einzelnen Stundenwertes etwa $\pm$ 2 v. H., eines Monatsstundenmittels etwa $\pm$ 3 v. T., eines Jahresstundenmittels $\pm$ 1 v. T.

Ordnet man die MEZ-Stundenmittel von 12 aufeinanderfolgenden Monaten nach MEZ zu Jahresstundenmitteln, so ergeben diese den mittleren Tagesverlauf nach MEZ allein, da etwaige sternzeitliche Einflüsse, sofern sie periodisch sind und im Jahresverlauf gleich bleiben, durch die Mittelbildung herausfallen. Die Abb. 1 zeigt, daß so erhaltene MEZ-Kurven aus Januar bis Dezember 1935, Februar 1935 bis Januar 1936, März 1935 bis Februar 1936 und April 1935 bis Februar 1936 sich wesentlich nicht unterscheiden. Nur erscheinen die Kurven weniger ausgeprägt, je mehr die ersten Monate des Jahres 1935 an der Mittelbildung beteiligt sind. Etwas stärkere sternzeitliche Einflüsse im 1. Vierteljahr 1935 könnten sich darin bemerkbar machen.

Der tägliche Verlauf im Jahresmittel 1935 ist nahezu sinusförmig mit Minimum bei 8 Uhr und Maximum bei 19 Uhr MEZ. Die Strahlungsintensität nimmt in den Nachtstunden 20—4 Uhr nur unwesentlich ab, sinkt dann aber mit Tagesanbruch bis zum Minimum bei 8 Uhr schnell und steigt nunmehr im Tagesverlauf dauernd bis 19 Uhr MEZ.

[1]) Die Durchführung und Auswertung der Registrierungen übernahm Herr cand. Zunke, von anderen Mitarbeitern unterstützt, wofür auch hier gedankt sei.

Im Vergleich zu Registrierungen mit Ionisationskammern[2]) ist die größere Amplitude des Tagesverlaufs bei Koinzidenzen ohne weiteres durch schärfere Richtungsausblendung der Zählrohre bei der verschiedenen Geometrie der Anordnungen erklärbar. Dagegen unterscheiden sich wesentlich

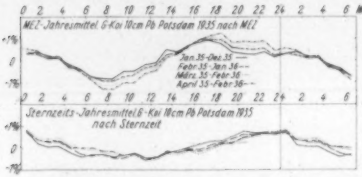


Abb. 1 und 2. MEZ- und Sternzeits-Jahresmittel

die hier beobachteten Tagesverläufe in den Eintrittszeiten der Extreme. Während die Ionisationskammer nach den neueren Bearbeitungen das Maximum nahe bei 12 Uhr, also fast übereinstimmend mit der Kulmination der Sonne und das Minimum bei 21 Uhr MEZ ergibt — vgl. Viktor F. Hess und H. Th. Graziadei[2]), Abb. 1 und 2 —, ist bei den Koinzidenzen ein ähnlicher Verlauf nur im 1. Vierteljahr erkennbar. Dieser steht aber im Gegensatz zum Januar–Februar-Mittel 1936 und zu den anderen Vierteljahresmitteln von 1935 sowie zum Jahresmittel selbst (Abb. 3). Abgesehen von dieser

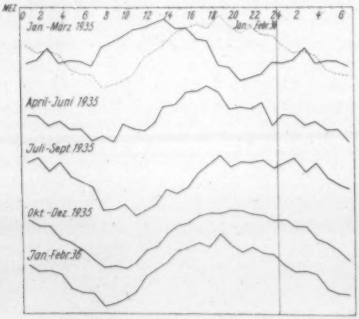


Abb. 3. 3-Monats-MEZ-Mittel. *G*-Koi 10 cm Pb Potsdam 1935

einzigen Ausnahme liegen die Minima stets in der zweiten Vormittags-, die Maxima in der zweiten Nachmittagshälfte. Die Maxima fallen aber nicht mit der Kulmination der Sonne zusammen, sondern treten erheblich später auf. Man gewinnt den Eindruck, daß die MEZ-Periode durch indirekten Sonneneinfluß, etwa Einstrahlungs- und Temperatureffekte auf die Atmosphäre, zustande kommt.

[2]) Z. B. Viktor F. Hess u. H. Th. Graziadei, Terr. Mag. a. Atm. El. (März 1936).

Es ist anzunehmen, daß bereits eine einzige Jahresmittelkurve den täglichen Verlauf, wenigstens in großen Zügen richtig wiedergibt; wie weit das Material aber für die Ermittlung jahreszeitlicher Unterschiede ausreicht, kann — besonders nach den Erfahrungen bei Ionisationskammern — erst durch weitere Registrierungen entschieden werden. Trotz dieser Einschränkung bleibt der ausgeprägte Unterschied zwischen dem Frühjahrsmittel 1935 und dem späteren Verlauf beachtenswert als ein weiterer Hinweis dafür, daß der Tagesverlauf Anfang 1935 gestört war. Als Grund könnte der Einfluß der Nova Herculis angenommen werden.

Ordnet man die MEZ-Stundenwerte eines Jahres nach Sternzeit, so müßte bei Vorhandensein einer sternzeitlichen Periode diese im Jahresmittel hervortreten, während nunmehr die MEZ-Periode herausfallen sollte, vorausgesetzt, daß die MEZ-Einflüsse rein periodisch mit der Periode 24 Std. aufteten. In Abb. 2 sind die aus den Monatsmitteln nach sternzeitlicher Verschiebung gewonnenen Jahresmittelkurven für Januar bis Dezember 1935, Februar 1935 bis Januar 1936, März 1935 bis Februar 1936 und April 1935 bis Februar 1936 gezeichnet. Auch hier ergibt sich für die 4 Kurven ein im wesentlichen übereinstimmender sternzeitlicher Gang und ein entsprechendes, jedoch entgegengesetztes Verhalten wie bei den MEZ-Kurven. Je mehr die ersten Monate des Jahres 1935 an der Mittelbildung beteiligt sind, um so ausgeprägter verläuft die Sternzeitkurve. Ein sternzeitlicher Gang tritt also im Frühjahr 1935 deutlicher auf als in späteren Monaten. Dies spricht für die obenerwähnte Erklärungsmöglichkeit. Im sternzeitlichen Verlauf steigt die Intensität vom Minimalwert um $\alpha = 12$ Uhr dauernd langsam bis $\alpha = 1$ Uhr an und sinkt unter einigen Schwankungen zunächst schneller bis $\alpha = 6$ Uhr, dann wieder langsamer zum Minimum ab. Der Tagesverlauf nach Sternzeit erscheint ruhiger als der nach Sonnenzeit und die Amplitude ist nur halb so groß als die der MEZ-Schwankung.

Nach den vorliegenden Jahresmitteln sind also die Schwankungen koinzidierender Höhenstrahlen im Tagesverlauf durch Überlagerung zweier Perioden, einer sonnenzeitlichen und einer sternzeitlichen, darstellbar. Wie weit die beobachteten Verläufe in den einzelnen Monatsmitteln durch die Übereinanderlagerung dieser beiden Perioden wiedergegeben werden, geht aus Abb. 4 hervor. Hierin sind die Jahresmittelkurven nach Sternzeit und nach MEZ getrennt übereinander gezeichnet. Dabei ist erstere im Zeitmaßstab entsprechend dem 2stündigen monatlichen Vorrücken der Sternzeit von Monat zu Monat verschoben und letztere spiegelbildlich eingetragen, so daß der Abstand zweier gleichzeitiger Punkte beider Kurven sofort die synthetische Summenkurve für die einzelnen Monate ergibt.

Diese synthetischen Kurven stimmen mit den beobachteten Monatsmittelkurven im allgemeinen

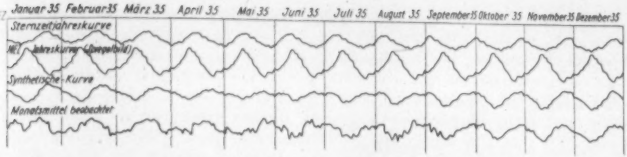


Abb. 4. *G*-Koi 10 cm Pb in Potsdam 1935
Sternzeits- und MEZ.-Jahreskurve, synthetische und beobachtete Monatsmittel nach MEZ

Verlauf, etwa von April 1935 an, recht gut überein, während in den Anfangsmonaten des Jahres 1935 der bereits erwähnte Unterschied deutlich hervortritt.

Durch die Jahreskurven nach MEZ und Sternzeit läßt sich also der tägliche Verlauf auch in den einzelnen Monatsmitteln darstellen; dies spricht für ihre reelle Bedeutung.

In der Abb. 5 sind mit Ionisationskammer erhaltene Sternzeitkurven von A. H. Compton[3]) nach Beobachtungen von Hess und Steinmaurer (einjährige Mittel aus 1931/32) sowie von B. F. J. Schonland, B. Delatitzky und J. P. Gaskell[4]) (dreijährige Mittel 1933/34/35) mit der Potsdamer Kurve aus Koinzidenzregistrierungen zusammengestellt. Sie zeigen übereinstimmend das Minimum der sternzeitlichen Strahlungsintensität bei etwa $\alpha = 12$ Uhr und das Maximum bei etwa $\alpha = 24$ Uhr und einen überraschend ähnlichen Verlauf. Gegenüber den Ionisationskammermessungen zeichnen sich jedoch die Koinzidenzregistrierungen durch die erwartungsgemäß größere Amplitude aus. Die Übereinstimmung dieser Sternzeitkurven spricht sehr für deren Realität.

Wegen der Ablenkung der geladenen Höhenstrahlenteilchen im erdmagnetischen Feld, wie sie sich im Breiteneffekt zeigt, stimmt die durch die Meßanordnung optisch definierte Richtung nur in den höheren geomagnetischen Breiten und bei sehr energiereichen Strahlen mit der wirklichen überein. Anderenfalls können ganz beträchtliche Abweichungen, bis zu mehreren Stunden, vorkommen. Andere mögliche Schwankungen durch Änderung des Barometerstandes und der Strahlenzusammensetzung werden sich jedoch bei einem Material von über Jahresdauer weitgehend ausgleichen. Eine Lokalisation bevorzugt strahlender Gegenden des Himmels wird daher nicht allzu falsch ausfallen bei Beobachtungen in solchen geomagnetischen Breiten, in welchen der Breiteneffekt kaum mehr eine Rolle spielt. Betrachtet man unter diesen Gesichtspunkten die Sternzeitkurve, so wäre das Minimum bei $\alpha = 12$ Uhr mit der galaktischen Breite 90^0, also etwa mit dem Pol, das Maximum bei $\alpha = 24$ Uhr mit der galaktischen Breite 0^0, etwa mit der Ebene der Milchstraße zu identifizieren[5]). Das Maximum tritt also ein, wenn gewisse Teile der Milchstraße kulminieren, die als Strahlenquellen auch aus astrophysikalischen Gründen vermutet werden können. Es scheint als wenn die Strahlung

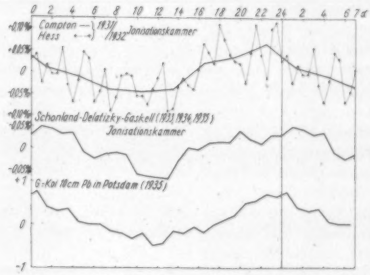


Abb. 5. Sternzeitkurven aus Ionisationskammer- und Koinzidenzbeobachtungen

ungefähr in dem Maße zu und abnimmt, wie die Dichte der Materie in Richtung auf die Milchstraßenebene. In dieser Gegend des Himmels liegt ferner die Stelle, auf die sich unser Planetensystem hinbewegt ($\delta = +47^0$, $\alpha = 20$ Uhr 55 Min.). Dadurch könnte, wie A. H. Compton und J. A. Getting[6]) vermuten, infolge Dopplereffekts ebenfalls in solches Maximum zustande kommen.

Zusammenfassung

Die Registrierungen koinzidierender Höhenstrahlen in Potsdam von Januar 1935 bis einschließlich Februar 1936 ergeben neben der von Ionisationskammern her bekannten MEZ-Periode eine etwa halb so große Sternzeitperiode, die mit hoher Wahrscheinlichkeit als reell anzusprechen ist. Einzelheiten, wie der unterschiedliche Tagesverlauf im Frühjahr 1935 gegenüber den anderen Jahreszeiten, wären als Hinweis auf Einflüsse der Nova Herculis zu deuten, worüber in anderem Zusammenhang berichtet werden soll.

[3]) A. H. Compton, Physics Forum **7** (1935), 71.
[4]) B. F. J. Schonland, B. Delatotzky u. J. P. Gasbell, Nature **138** (1936), 325.
[5]) Vgl. hierzu W. Kolhörster, Berl. Ber. (1923), 366; (1925), 120, und W. Kolhörster u. G. v. Salis, Berl. Ber. (1927), 92.
[6]) A. H. Compton u. J. A. Getting, Phys. Rev. **47** (1935), 817.

Vorgetragen 15. 9. 36 Bad Salzbrunn. 12. Deutscher Physiker- und Mathematikertag.
(Eingegangen am 15. Oktober 1936)

Physikalische Vorträge

Spektrale Energieverteilung und Lichtausbeute der Entladung in Quecksilberdampf bei hohen Drucken

Von H. Krefft, K. Larché und F. Rößler, Berlin
(Mitteilung der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung)

Inhalt: 1. Bisherige Kenntnis. 2. Meßröhren. 3. Gradient. 4. Lichtausbeute. 5. Energieverteilung. 6. Selbstabsorption. 7. Zusammenfassung.

1. Bisherige Kenntnis

Nach früheren systematischen Messungen[1]) durchläuft die Lichtausbeute der Entladung in Quecksilberdampf in Abhängigkeit vom Dampfdruck bei konstanter Stromstärke ein erstes Maximum von etwa 20 Hlm/W bei 0,1 mm, steigt dann nach einem Minimum bei 3 mm unter gleichzeitiger Einschnürung des Bogens im Hochdruckgebiet wieder bis etwa 45 Hlm/W bei 800 mm an. Der Wiederanstieg der Lichtausbeute im Hochdruckgebiet ist verbunden mit einer starken Zunahme der Strahlungsausbeute im gesamten Ultraviolett. Bei einem Dampfdruck von 800 mm wird bis zu 30 v. H. der der Säule zugeführten elektrischen Leistung in Strahlung des Linienspektrums im Bereich von 10140—2300 ÅE umgesetzt. Die genannten Messungen erstreckten sich über einen Dampfdruckbereich von 100—800 mm bei Stromstärken von 1—8 Amp. Messungen bei höheren Drucken lagen nur vereinzelt vor[2]). Eine Voraussage über die Änderung der Energieverteilung im Spektrum beim Übergang zu Drucken höher als einer Atmosphäre ist nicht ohne weiteres möglich, da der Gang etwa der Bogentemperatur oder der Reabsorption der Strahlung im Bogen mit dem Druck nicht zu übersehen ist. Das Ziel der vorliegenden Arbeit war daher die systematische Untersuchung der strahlungsphysikalischen Eigenschaften der Hochdruckentladung über 1 Atm. hinaus bis zu etwa 30 Atm.

2. Meßröhren

Wegen der hohen Dampfdrucke und der dabei auftretenden Belastungen bestanden die Versuchslampen durchweg aus Quarzglas (Abb. 1). Der Durchmesser wurde von 6—14 mm verändert, der Elektrodenabstand von 25—50 mm. Als Elektroden dienten die bei Hochdrucklampen neuerdings üblichen Oxydelektroden. Die Lampen wurden mit Wechselstrom betrieben. Die Messung der Dampfdrucke wurde mit einem an die Lampe angesetzten, abgekürzten Quecksilbermanometer ausgeführt, das vorher mit einem technischen Manometer geeicht wurde. Der Lichtstrom wurde in einer Ulbrichtschen Kugel, die spektrale Energieverteilung und die absolute Ausbeute[3]) der Hg-Linien in bekannter Weise mit Monochromator-Filter und quantitativ geeichtem Thermoelement gemessen[4]).

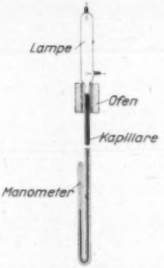


Abb. 1. Meßlampe

3. Gradient

Die Ergebnisse der Gradientenmessungen (Abb. 2) schließen sich gut an frühere Messungen von anderer Seite an[5]). Der Gradient steigt bei logarithmischer Darstellung mit dem Dampfdruck bei kleineren

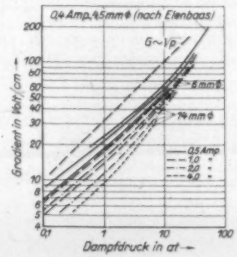


Abb. 2. Gradient der Hg-Säule als Funktion des Hg-Dampfdruckes (Rohrdurchmesser 6 und 14 mm)

Drucken langsamer an, als bei großen. Der Übergang vom langsameren zum schnelleren Anstieg rückt bei Verringerung der Stromstärke und des Durchmessers zu höheren Druckwerten hin.

4. Lichtausbeute

Die Lichtausbeute der Hochdruck-Entladung steigt in einem Rohr von 14 mm Durchmesser bei

[1]) H. Krefft, Zeitschr. f. techn. Phys. **15** (1934), 554; Technisch-wissenschaftliche Abhandlungen aus dem Osram-Konzern, Band 4, 1936 (Zusammenfassender ausführlicher Bericht). H. Krefft u. E. Summerer, Das Licht **4** (1934), 1.
[2]) W. Elenbaas u. W. de Groot, Physica **2** (1935), 807.
[3]) Absolute Ausbeute = abgestrahlte Leistung in Watt für 100 Watt der Säule zugeführter elektrischer Leistung.
[4]) H. Krefft u. M. Pirani, Zeitschr. f. techn. Phys. **14** (1933), 393.
[5]) W. Ende, Zeitschr. f. techn. Phys. **15** (1934), 601; W. Elenbaas, Physica **2** (1935), 155.

konstant gehaltener Stromstärke für Drucke über eine Atmosphäre weiter stetig an und erreicht z. B. bei 2 Amp. und 15 Atm. Werte von 70—80 Hlm/W (Abb. 3).

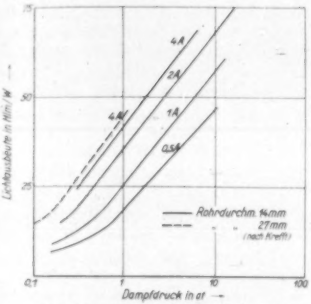


Abb. 3. Lichtausbeute der Hg-Säule als Funktion des Hg-Dampfdruckes bei konstanter Stromstärke

5. Energieverteilung

Der Anstieg der Lichtausbeute mit dem Dampfdruck verteilt sich nicht gleichmäßig auf die gelben Linien λ 5770/90 und die grüne Linie λ 5461, die beide zusammen etwa 98 v. H. des Lichtstromes ausmachen (Abb. 4). Betrachten wir zuerst den bisher bekannten Verlauf der Ausbeutekurven dieser Linien bis 800 mm. Die Ausbeute der gelben Linien steigt mit dem Dampfdruck schneller an als die der grünen. Bei 700 mm und 2 Amp. sind beide etwa gleich stark, darüber liegt die Ausbeute der gelben

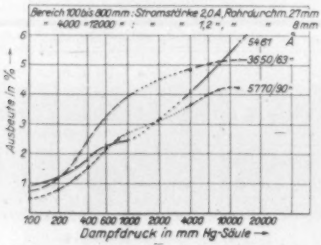


Abb. 4. Ausbeute der Linien 3650/63, 5461 u. 5770/90 als Funktion des Dampfdruckes

höher als die der grünen. Beim Übergang zu noch höheren Drucken kehrt sich jedoch das Verhältnis wieder um. Die grüne Linie wird intensiver als die gelben, bei 17 Atm. und 1,2 Atm. ist die grüne sogar um 50 v. H. stärker als die gelben, wobei die absolute Ausbeute der grünen Linie bis über 6 v. H. steigt.

Mit aufgenommen ist der Verlauf der Ausbeute für die Liniengruppe λ 3650/3663, den ersten Gliedern der I. Triplettnebenserie. Er gleicht im wesentlichen dem der gelben Linien. Da beide Liniengruppen von gleichen oberen Termen ausgehen, so ist der etwas verschiedene Verlauf auf eine verschieden starke Absorption im Bogen selbst zurückzuführen.

Besonders interessant ist das Verhalten der Ausbeuten von Linien verschiedener Serien beim Übergang zu höheren Seriengliedern (Abb. 5). Mit steigendem Gradienten, also steigendem Druck, nimmt die Ausbeute des ersten Gliedes der II. Triplettnebenserie (λ 5461) schneller zu als die ersten Glieder der I. Nebenserie (λ 3650/63). Bei den zweiten Gliedern nimmt das Glied der I. Nebenserie nur noch langsam zu, bei den zweiten Gliedern der II. Nebenserie zeigt sich zum ersten Male sogar eine Abnahme der Ausbeute mit steigendem Druck. Vom dritten Glied an nimmt die Ausbeute bei beiden

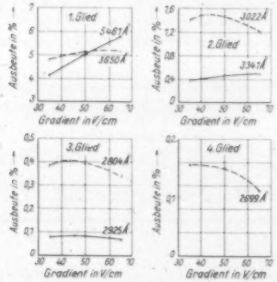


Abb. 5. Ausbeute als Funktion des Gradienten bei verschiedenen Gliedern der I. und II. Nebenserie (Stromstärke 1,2 Amp., Rohrdurchmesser 8 mm)

Serien ab. Beim vierten Glied, wo aus Intensitätsgründen nur das Glied der I. Nebenserie gemessen werden konnte, beginnt der Abfall schon bei 35 V/cm, das ist bei etwa 5 Atm. Aus diesem Verhalten ergibt sich, daß der Intensitätsabfall innerhalb einer Serie beim Übergang zu höheren Dampfdrucken immer steiler wird. Bisher war bekannt, daß beim Übergang von der Niederdruckentladung zur Hochdruckentladung anfangs die höheren Serienglieder verhältnismäßig stärker angeregt werden als die tiefen, so daß der Intensitätsabfall in der Serie mit steigendem Druck immer flacher wird, später aber bei höheren Drucken bis zu etwa einer Atm. das Intensitätsverhältnis aufeinander folgender Glieder vom Dampfdruck unabhängig wird[1]). Bei weiterer Drucksteigung über 1 Atm. kehren sich also die Verhältnisse wieder um. Ein Vergleich des Intensitätsabfalles in der I. und II. Nebenserie bei 400 mm und 12000 mm Hg-Säule (rund 16 Atm.) zeigt Abb. 6. Aufgetragen sind die Ausbeuten der Serienglieder in Abhängigkeit von der Gliednummer, wobei die Ausbeute des ersten Gliedes jedesmal gleich 100 gesetzt ist.

Die Schwächung der höheren Serienglieder bei höheren Drucken ist sehr deutlich auf den beigefügten Spektrogrammen des ultravioletten Teiles des Spektrums der Entladung bei 4,2 und 28 Atm.

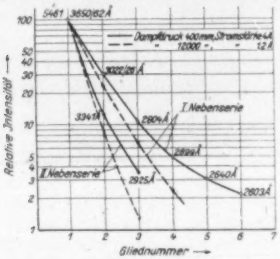


Abb. 6. Intensitätsabfall in der I. und II. Nebenserie bei verschiedenen Dampfdrucken

der I. Triplettnebenserie ausgeprägt, z. B. 2699/2700, 2399/2400.

Die spektrale Intensitätsverteilung der Strahlung des Quecksilberdampfes ändert sich also beim Übergang zu höheren Drucken in der Richtung, daß die Intensität im mittelwelligen und langwelligen Ultraviolett im Verhältnis zu der Intensität im sichtbaren Gebiet abnimmt. Der Schwerpunkt der Strahlung, der beim Übergang vom Niederdruck zum Hochdruck, wenn man von den Resonanzlinien absieht, sich nach kürzeren Wellenlängen hin verschiebt, rückt bei Drucken über etwa 5 Atm. wieder nach längeren Wellenlängen, und zwar einerseits als Folge einer ausgeprägten Schwächung der höheren Serienglieder durch die Einwirkung benachbarter Atome und andererseits durch den Umstand, daß die ersten Glieder der II. Triplettnebenserie, deren Ausbeuten mit dem Druck auch noch über 30 Atm. hinaus weiter ansteigen, im sichtbaren Spektralgebiet liegen.

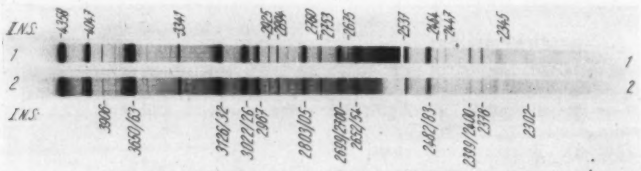


Abb. 7. Spektrogramme des Entladungsbogens im Quecksilberdampf bei verschiedenen Drucken
1: Dampfdruck 4,2 Atm.; Stromstärke 1,9 Amp.;
2: Dampfdruck 28 Atm.; Stromstärke 0,75 Amp.

zu erkennen (Abb. 7). Die Belichtungszeiten sind so gewählt, daß im langwelligen Spektralgebiet die Intensitäten der ersten Glieder der I. und II. Triplettnebenserien bei 28 Atm. und bei 4,2 Atm. etwa gleich sind. Man erkennt, daß dann die Intensitäten der höheren Serienglieder im mittel- und kurzwelligen Ultraviolett bei 28 Atm. zum Teil sehr viel schwächer sind als bei 4,2 Atm.

Eine nähere Betrachtung der Spektrogramme läßt weiter erkennen, daß die Linien mit steigendem Druck stark verbreitert werden, und zwar, wie man besonders deutlich an dem Verlauf der Absorptionskurve der Triplettresonanzlinie λ 2537 sieht, nach der langwelligen Seite hin. Die Verbreiterung rührt von der bei den hohen Drucken stark ansteigenden Häufigkeit der Bildung von Polarisationsmolekülen zwischen zwei Quecksilberatomen her. Gleichzeitig mit der Verbreiterung tritt ein kontinuierlicher Untergrund auf, der sich vom Schumanngebiet bis ins sichtbare Gebiet hinein erstreckt. Mit steigendem Druck verschwinden die höheren Serienglieder immer mehr in diesem Kontinuum, während gleichzeitig die Intensität des Kontinuums stark ansteigt. Am deutlichsten ist diese Erscheinung bei den Linien

Tabelle 1

Absolute Strahlungsausbeute von Hg-Linien bei verschiedenen Dampfdrucken

Wellenlänge in ÅE	Absolute Strahlungsausbeute in v. H.[3])				Strahlungsausbeute, bezogen auf 3650/63 = 100			
	I	II	III	IV	I	II	III	IV
5770/90	3,42	3,55	4,17	4,21	79,5	74,0	81,5	81,5
5461	2,76	4,09	5,00	5,76	64,2	85,0	97,8	112
4358	2,10	2,38	3,24	3,60	48,8	49,5	63,4	69,5
4047	1,14	1,43	1,95	2,23	26,5	29,8	38,2	43,0
3650/63	4,30	4,81	5,11	5,17	100	100	100	100
3341	0,37	0,37	0,45	0,48	8,6	7,7	8,8	9,3
3126/32	2,72	2,72	2,79	2,64	63,2	56,5	54,6	51,0
3022/26	1,42	1,37	1,42	1,20	33,0	28,5	27,8	23,2
2967	0,74	0,85	0,96	0,90	17,2	17,7	18,8	17,4
2925	0,11	0,08	0,09	0,07	2,6	1,7	1,7	1,4
2894	0,26	0,28	0,33	0,30	6,0	5,8	6,5	5,8
2803/05	0,55	0,39	0,40	0,34	12,8	8,1	7,8	6,6
2753/60	0,17	0,14	0,15	0,12	4,0	2,8	2,9	2,4
2699	0,23	0,15	0,15	0,12	5,3	3,1	2,8	2,2
2652/54	0,98	1,06	0,92	0,69	22,8	22,0	18,0	13,4

Rohrdurchmesser	Dampfdruck	Stromstärke
27 mm	I: 800 mm	4 Amp.
8 "	II: 4000 "	1,2 "
8 "	III: 7800 "	1,2 "
8 "	IV: 12300 "	1,2 "

Eine Übersicht über die absoluten Ausbeuten von 15 Linien im Bereich von λ 5790 bis λ 2652 ÅE bei Dampfdrucken von etwa 5, 10 und 16 Atm. und einer Stromstärke von 1,2 Amp. wird in Tab. 1 gegeben. Zum Vergleich sind die absoluten Ausbeuten auch noch bei 400 mm und 4 Amp. mit angegeben[1]). Setzt man bei jeder Meßreihe die absolute Ausbeute der Liniengruppe λ 3650/63 gleich 100, so wird der Gang der Ausbeuten der einzelnen Linien mit dem Druck besonders deutlich.

6. Selbstabsorption

Der Einfluß der im Entladungsbogen stattfindenden starken Absorption der ausgesandten Strahlung, auch für Linien, die nicht auf dem Grundterm enden, läßt sich deutlich für das Verhältnis der Intensitäten der grünen und der blauen Linie des sichtbaren Quecksilbertripletts zeigen, die von einem gemeinsamen oberen Term ausgehen.

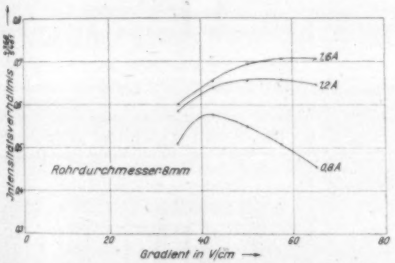


Abb. 8. Intensitätsverhältnis 4358/5461 als Funktion des Gradienten bei konstanter Stromstärke

Das Intensitätsverhältnis ist stark vom Dampfdruck und von der Stromstärke abhängig, weil sich die für die Stärke der Absorption maßgebende Besetzungszahl der Endzustände beider Linien mit Dampfdruck und Stromstärke verschieden ändert. Das theoretische Intensitätsverhältnis $J(4358)/J(5461)$ ist ohne Störung durch Absorption 1,5. Im Hochdruckbogen liegt jedoch infolge der Selbstabsorption das Verhältnis zwischen 0,5 und 0,7, weil die Besetzungszahl des Endniveaus von 4358 in der Hochdruckentladung höher ist als die des Endniveaus von 5461[6]). Bei steigendem Druck nimmt das Intensitätsverhältnis erst zu, dann wieder ab. Die Abnahme ist besonders stark bei kleinen Stromstärken ausgeprägt. Bei konstantem Druck und steigender Stromstärke wird das Intensitätsverhältnis zugunsten von λ 4358 verschoben (Abb. 8).

7. Zusammenfassung

Die Lichtausbeute und die Strahlungsausbeute der ersten Glieder der Triplettnebenserien nehmen bei der Hochdruckentladung im Quecksilberdampf bei konstanter Stromstärke mit steigendem Dampfdruck stetig zu bis oberhalb von 30 Atm. Die Ausbeute der höheren Serienglieder nimmt dagegen schon unterhalb 30 Atm. wieder ab, und zwar u. a. als Folge der größeren Empfindlichkeit der höher gelegenen Anregungszustände gegenüber den Störungen durch benachbarte Quecksilberatome, wovon insbesondere die Glieder der ersten Nebenserie betroffen werden. Der Schwerpunkt der spektralen Energieverteilung rückt bei höheren Drucken nach längeren Wellenlängen hin, gleichzeitig tritt eine kontinuierliche von Polarisationsmolekülen herrührende Strahlung auf, deren Ausbeute mit dem Druck zunimmt. Die Selbstabsorption im Entladungskanal hat einen großen Einfluß auf die spektrale Energieverteilung.

(Eingegangen am 26. Oktober 1936)

[6]) W. Fabrikant u. F. Butaewa, Phys. Zeitschr. d. SU. **9** (1936), 383.

Die Leuchtdichte der Quecksilberentladung bei hohen Drucken

Von R. Rompe und W. Thouret, Berlin

[Mitteilung der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung (Osram-Konzern)]

Inhalt: I. Entladungsröhre. II. Meßergebnisse. III. Deutung der Meßergebnisse.

Über die Eigenschaften von Quecksilberentladungen bei extremen Drucken bis zu über 200 Atm. sind im Laufe der letzten $1^1/_2$ Jahre verschiedentlich einzelne Angaben veröffentlicht worden; hauptsächlich von Bol, Elenbaas und De Groot[1]). Bekanntlich arbeiten die genannten Autoren mit Kapillarröhren kleinster Abmessungen, die bei Hochspannungsbetrieb und Kühlung in fließendem Wasser die Herstellung sehr hoher Leuchtdichten ermöglichen. Es hatte sich nun bei von uns vor längerer Zeit angestellten Versuchen gezeigt, daß hohe Leuchtdichten auch mit Quecksilberentladungsröhren grundsätzlich anderer Bauweise hergestellt werden können, und zwar unter voraussichtlich für technische Anwendungen und physikalische Untersuchungen günstigeren Bedingungen. Wir hatten uns deshalb die Aufgabe gestellt, die Eigenschaften der Quecksilberentladung bei extremen Drucken besonders hinsichtlich der Leuchtdichte systematisch zu untersuchen. Es sollte hierdurch der Zusammenhang zwischen den bei beiden verschiedenen Bauweisen vorliegenden Betriebsbedingungen hergestellt und ein allgemeiner Überblick über die Möglichkeiten der Erzeugung hoher Leuchtdichte gewonnen werden.

[1]) C. Bol, W. Elenbaas u. W. de Groot, De Ingenieur **50** (1935), E 83—94; W. Elenbaas, Physica **2** (1935), 787; **3** (1936), 12; Zeitschr. f. techn. Phys. **17** (1936), 61; Physica **3** (1936), 859.

I. Entladungsröhre

Die Durchführung von exakten Messungen erfordert naturgemäß eine weitgehende technische Beherrschung der Materie. Unseren Messungen gingen deshalb umfangreiche Entwicklungsarbeiten voraus, die als vorläufiges Ergebnis zu der in Abb. 1

Abb. 1. Quecksilberlampe mit hoher Leuchtdichte. (Durchmesser des Entladungsgefäßes: etwa 30 mm, Elektrodenabstand: etwa 5 mm)

dargestellten Lampe geführt haben. Sie besteht im wesentlichen aus einem starkwandigen Quarzgefäß von etwa 3 cm Durchmesser, in dem die beiden Oxydelektroden in etwa 5 mm Abstand angeordnet sind. Die Abmessungen des Entladungsgefäßes sind also groß gegen den von der Entladung erfüllten Raum, und die Entladungsform weicht von der bisher in Quecksilberröhren angewendeten wesentlich ab; sie ähnelt mehr der des frei brennenden Lichtbogens.

Bei der hier beschriebenen Ausführung der Lampe beträgt der Quecksilberdampfdruck im Betriebe etwa 50 Atm. Sie wird am Gleichstrom- oder Wechselstromnetz normaler Spannung betrieben und hat eine Leistungsaufnahme von etwa 650 Watt. Die horizontal gemessene Lichtstärke beträgt etwa 5000 HK, die Leuchtdichte ist etwa 50000 Stilb. Die maximale Leuchtdichte der Reinkohlenbogenlampe ist bekanntlich etwa 18000 Stilb; die Quecksilberlampe besitzt also mit 50000 Stilb etwa die dreifache Leuchtdichte. Hierbei muß betont werden, daß dieser Wert keine obere Grenze darstellt, sondern daß es möglich sein wird, auch mit technisch brauchbaren Lampen Leuchtdichten von über 100000 Stilb und noch wesentlich höhere zu erreichen.

Um bei den Messungen den Dampfdruck bestimmen und variieren zu können, wurde nun das Entladungsgefäß in der üblichen Weise mit einem quecksilbergefüllten Ansatz (vgl. Abb. 2) versehen, der kälter gehalten wird als die übrigen Teile der Lampe, und durch dessen Temperatur der Dampfdruck definiert ist. Während der Messungen

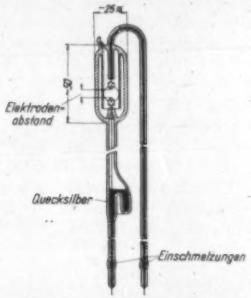


Abb. 2. Quecksilberlampe für Messungen bei hohen Drucken

befindet sich die Entladungsröhre in einem Ofen O_1 (vgl. Abb. 3). Dieser wird stets heißer gehalten als der kleine Ofen O_2, der zur Einstellung des Dampfdrucks dient.

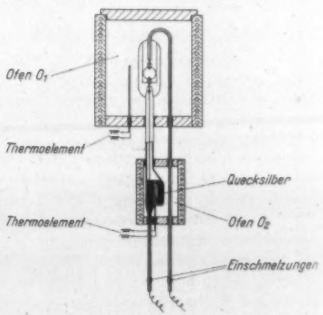


Abb. 3. Quecksilberlampe für Messungen bei hohen Drucken, Ofenanordnung

II. Meßergebnisse

Unsere Messungen erstreckten sich zunächst auf den Druckbereich bis etwa 60 Atm. und auf Stromstärken bis 8 Amp. Eine Ausdehnung des systematisch untersuchten Bereiches nach größeren Druck- und Stromstärkewerten ist im Gange.

Zur Ermittlung des Gradienten haben wir zunächst die Charakteristiken bei verschiedenen festen Dampfdrucken aufgenommen. Wie aus Abb. 4 ersichtlich, zeigen sie bei höheren Stromstärken einen fast waagerechten Verlauf. Aus dem Gang der

Brennspannungen bei Variation des Elektrodenabstands folgt, daß die Summe von Anoden- und Kathodenfall im untersuchten Strom- und Druckbereich praktisch konstant ist. Der Gradient hat

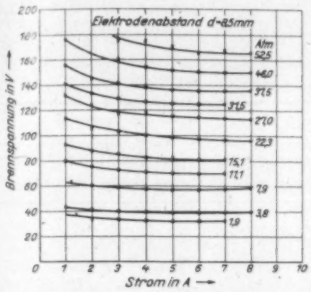


Abb. 4. Quecksilberentladung bei hohen Drucken, Brennspannung als Funktion des Stromes bei festen Druckwerten

den auf Abb. 5 dargestellten Verlauf; er ist nach größeren Strömen zu in erster Näherung stromunabhängig.

Die Leuchtdichte der Entladung — in der Mitte des Entladungskanals gemessen — steigt nach Abb. 6 bei konstantem Druck linear mit dem Strom

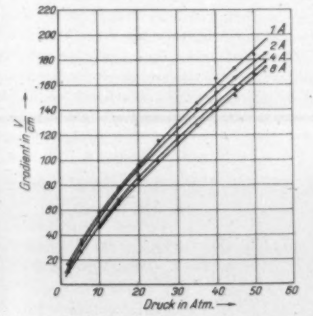


Abb. 5. Quecksilberentladung bei hohen Drucken, Gradient in Abhängigkeit vom Dampfdruck

an. Man ist also zur Erhöhung der Leuchtdichte nicht allein auf Steigerung des Drucks angewiesen wie bei den bisher bekannt gewordenen Versuchen[2]), sondern kann dies auch durch Stromstärkeerhöhung erreichen. Abb. 7 zeigt wie Abb. 6 die Abhängigkeit der Leuchtdichte vom Strom bei festen Drucken, jedoch sind hier die gemessenen Kurven auf einen größeren Druck-Stromstärkebereich extrapoliert. Den extrapolierten Verlauf der Kurven haben wir an einzelnen Stellen geprüft und im wesentlichen als richtig befunden. Die hier beschriebenen Lampen

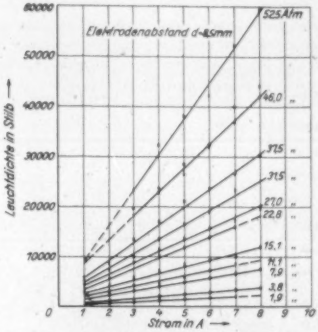


Abb. 6. Quecksilberentladung bei hohen Drucken, Lichtstärke als Funktion des Stromes bei festen Druckwerten

(vgl. Abb. 1) werden etwa in dem mit III bezeichneten Druck-Stromstärkebereich betrieben, wogegen bei den von Bol, Elenbaas und de Groot[3])

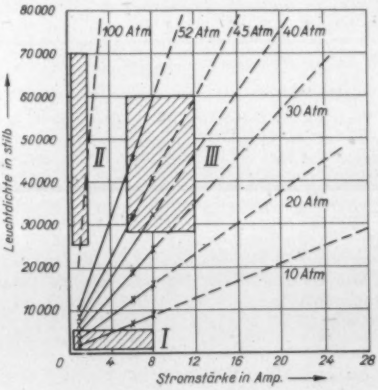


Abb. 7. Quecksilberentladung bei hohen Drucken; Leuchtdichte in Abhängigkeit von Stromstärke und Druck. — gemessener, --- extrapolierter Verlauf. Bereich I: Betriebsbedingung der Quecksilberhochdrucklampen für Allgemeinbeleuchtung. Bereich II: Kapillarlampen nach Pol, Elenbaas und de Groot. Bereich III: Vier beschriebene Lampen. (Bereich II ist versehentlich nur bis 70000 Stilb gezeichnet worden, er reicht tatsächlich nach oben bis über den Rand der Zeichnung hinaus.)

benutzten Röhren etwa Bereich II benutzt wird. Der Bereich I kennzeichnet ungefähr die Betriebsbedingungen der seit einiger Zeit bekannten und für

[2]) C. Bol, W. Elenbaas u. W. de Groot, a. a. O.

[3]) C. Bol, W. Elenbaas u. W. de Groot, a. a. O.

allgemeine Beleuchtung benutzten Quecksilberhochdrucklampen[4]).

Das Ergebnis unserer gleichzeitig mit den Leuchtdichtemessungen angestellten Lichtstärkemessungen zeigt Abb. 8. Es ergibt sich, ähnlich wie bei der

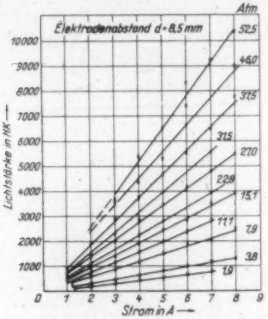


Abb. 8. Quecksilberentladung bei hohen Drucken, Leuchtdichte als Funktion des Stromes bei festen Druckwerten

Leuchtdichte, eine Schar von Geraden, die ungefähr durch den O-Punkt gehen. Aus dieser Tatsache folgt sofort, daß die Größe der leuchtenden Fläche und damit auch der Durchmesser des Entladungskanales ziemlich stromunabhängig ist.

III. Deutung der Meßergebnisse

Was nun die Diskussion der Meßergebnisse anbetrifft, so soll hier nur auf einzelne Punkte eingegangen werden. Aus Abb. 5, 6 und 8 folgt, daß sowohl der Gradient G als auch der Radius des Entladungskanals r bei konstantem Druck innerhalb des betrachteten Stromstärkebereiches nur einen Gang mit der Stromstärke I von etwa 10 v. H. haben. Für eine Theorie der ersten Näherung darf man also wohl annehmen, daß diese beiden Größen stromunabhängig sind. Dann folgt aus der bekannten Beziehung

$$\frac{I}{\pi r^2} = n_e \cdot b_e \cdot G \cdot e$$

(n_e = Elektronenkonzentration; b_e = Elektronenbeweglichkeit; e = Elementarladung), daß bei konstantem Druck die Leitfähigkeit proportional der Stromstärke zunimmt. Weiterhin kann man schließen, daß diese Leitfähigkeitserhöhung durch eine Temperaturerhöhung im Entladungskanal bedingt ist. Nach den Arbeiten von Elenbaas[5]) wird bei der Quecksilberhochdruckentladung die Leitfähigkeit durch die Sahasche Formel für Ionisation im thermischen Gleichgewicht richtig wiedergegeben. Man kann also die Beziehung zwischen Leitfähigkeit bzw. Stromstärke und Temperatur bei festem Druck angeben. Überdies kann man, da in unserem Falle alle Parameter bekannt sind, den absoluten Betrag der Temperatur im Entladungskanal berechnen. Bei 8 Amp. und 50 Atm. erhält man ungefähr 10000°, ein unter Berücksichtigung der Ergebnisse von Elenbaas[5]) plausibler Wert.

Um nun weiterhin den Zusammenhang zwischen Stromstärke und Ausstrahlung zu verstehen, ist ein Überblick über die Temperaturabhängigkeit der Ausstrahlung notwendig. Nach den Untersuchungen von Fabrikant und Butajewa[6]) hat man in der Quecksilberhochdruckentladung in den Linien 5770/90 und 5461 ÅE mit einer sehr starken Reabsorption zu rechnen. Es ist also die Temperaturabhängigkeit der Ausstrahlung in den beiden Linien durch die Plancksche Formel gegeben, wobei als einzige Unbekannte zunächst die „effektive Linienbreite" bleibt. Es ist ohne direkte Messung nicht möglich, den Absolutbetrag dieser Größe anzugeben. Man darf aber wohl annehmen, daß sie sich bei festem Druck nur wenig mit der Stromstärke ändert; wenigstens gilt dies für Hochdruckentladungen, bei denen der Ionisationsgrad bekanntlich bei 10^{-3}[7]) und darunter liegt. Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich nun, daß die Ausstrahlung der Quecksilberhochdruckentladung — gegeben durch die Summe der Ausstrahlungen in den beiden genannten Linien — eine Temperaturabhängigkeit besitzt, die innerhalb unserer Meßgenauigkeit mit der der Leitfähigkeit übereinstimmt. Damit dürfte der lineare Zusammenhang zwischen Strom und Ausstrahlung in dem von uns untersuchten Druck- und Stromstärkebereich verständlich sein.

Zusammenfassung

Die Eigenschaften der Quecksilberentladung bei extremen Drucken, über die bisher nur einzelne Werte bekannt waren, sind im Druckbereich bis 60 Atm. und bei Stromstärken bis 8 Amp. hauptsächlich hinsichtlich der Leuchtdichte systematisch untersucht worden. Zur Durchführung dieser Messungen wurde eine Quecksilberlampe mit hoher Leuchtdichte (50000 Stilb) entwickelt, die etwa die 3fache Leuchtdichte der Reinkohlenbogenlampe besitzt. Es zeigt sich, daß der Gradient im untersuchten Bereich etwas weniger als linear mit dem Druck ansteigt und wenig vom Strom abhängt. Leuchtdichte und Lichtstärke steigen bei festen Drucken linear mit dem Strom an. Es wird eine Deutungsmöglichkeit des linearen Zusammenhanges von Strom und Leuchtdichte angegeben.

[4]) Vgl. z. B. H. Krefft u. M. Pirani, Zeitschr. f. techn. Phys. **14** (1933), 393; H. Krefft, Zeitschr. f. techn. Phys. **15** (1934), 554.

[5]) W. Elenbaas, Physica **1** (1934), 211, 673; **2** (1935), 169.

[6]) W. A. Fabrikant u. F. Butajewa, Sowj. Phys. **9** (1936), 383.

[7]) Vgl. z. B. H. Hörmann, Zeitschr. f. Phys. **97** (1935), 539.

(Eingegangen am 7. Oktober 1936)

Über die Rekombination zweiatomiger Moleküle unter Ausstrahlung

Von R. Rompe, Berlin

[Mitteilung der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung (Osram-Konzern)]

Inhalt: I. Abschätzung der Häufigkeit der Rekombination. II. Geschwindigkeitsverteilung der rekombinierenden Atome.

Die Rekombination zweiatomiger Moleküle unter Ausstrahlung gehört zu den bisher nur in sehr wenigen Fällen beobachteten Elementarprozessen. Sie stellt die Umkehrung der Dissoziation eines Moleküls durch Absorption dar.

I. Abschätzung der Häufigkeit der Rekombination

Bekanntlich ist eine Rekombination von Atomen zu einem Molekül im Zweierstoß — um einen solchen handelt es sich hier — nur möglich, wenn die Energie- und Impulsbilanz des Elementaraktes durch die Ausstrahlung eines Lichtquantes erhalten bleibt. In dem uns hier interessierenden Fall homöopolarer Moleküle ist das Entstehen eines angeregten Molekülterms aus zwei normalen Atomen nicht möglich; es muß also für eine Zweierstoßrekombination mindestens ein angeregtes Atom unter den Stoßpartnern vorhanden sein. Es wird für die Häufigkeit des Prozesses zunächst die Konzentration der angeregten und der nicht-angeregten Atome bestimmend sein. Die Zahl der Elementarakte wird also gegeben sein durch: $Z \sim N \cdot N^* \cdot \alpha$[1]), wobei α den Ausbeutekoeffizienten, bezogen auf die Zahl aller Stöße eines normalen und eines angeregten Atoms, bedeutet.

Der Ausbeutekoeffizient α gibt an, welcher Bruchteil aller vorkommenden Stöße der genannten Art zu einer Rekombination unter Ausstrahlung führt; sie ist im wesentlichen bestimmt durch die Übergangswahrscheinlichkeit des Systems: getrennte Atome → Molekül und durch die Stoßdauer des Prozesses. Über die optische Übergangswahrscheinlichkeit $1/T$ zwischen einem diskreten Term eines Moleküls und dem Kontinuum, das der Dissoziation entspricht, ist theoretisch wenig bekannt. Eine experimentelle Untersuchung von Ladenburg und Levi hat gezeigt, daß der f-Wert des grünen Bandensystems des Na_2, summiert über alle Teilbanden, von derselben Größenordnung ist, wie der des 2^2P-Terms des Na, welcher bei der Dissoziation entsteht, also ungefähr 1. Einem f-Wert von 1 entspricht im sichtbaren Teil des Spektrums eine Lebensdauer T von etwa 10^{-8} sec. — Die Aufteilung des f-Wertes auf das zu einem Elektronenübergang gehörende Bandensystem muß nach der Franck-Condonschen Regel vorgenommen werden, wobei je nach der Lage der Potentialkurven der Übergang ins Kontinuum bevorzugt wird oder nicht. Bei Te_2 z. B. ist das Gebiet um die Dissoziationsgrenze — so lange keine erzwungene Prädissoziation vorliegt — das in Absorption am stärksten hervortretende. Man darf also wohl annehmen, daß im Falle des Te_2 dem Übergang ins Kontinuum ein großer Anteil an dem Gesamt-f-Wert des Bandensystems zukommt. Ähnlich verhält sich auch das J_2-Molekül.

Jedenfalls wird man sicher keinen großen Fehler machen, wenn man in solchen Fällen dem Übergang ins Kontinuum eine Übergangswahrscheinlichkeit von etwa 10^8 zuschreibt.

Was die Stoßdauer anbelangt, so ist diese bei Molekülen, die im angeregten Zustand eine ausgebildete Mulde in der Potentialkurve aufweisen, im wesentlichen durch die Kernschwingungsfrequenz ω dieses Terms gegeben. Dies ist dadurch bedingt, daß bei dem Stoß zweier Atome nur 2 Komponenten der Relativbewegung in Erscheinung treten. Die Geschwindigkeitsverteilung besitzt dann bekanntlich ein Maximum bei 0, so daß die Bewegung der Atome in Kernnachbarschaft im wesentlichen durch die zwischen den Atomen wirkenden Potentialkräfte bestimmt wird. Der Ausbeutefaktor α ist dann gegeben durch $\frac{1}{\omega \cdot T}$, wobei $1/\omega$ die Schwingungsdauer der Atome, T die Lebensdauer des optischen Überganges ist; α hat für $H^* + H \rightarrow H_2$ ($\omega \sim 1000$) die Größenordnung von 10^{-4}, für $Te_2 \sim 10^{-3}$ ($\omega \sim 100$): Die Ausbeute der zu einer unter Ausstrahlung verlaufenden Rekombination führenden Stöße ist also recht gering; sie liegt zwischen 10^{-4} bis 10^{-3} aller Stöße der genannten Art. Eine exakte Durchrechnung auf Grund thermodynamischer Überlegungen nach dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichtes liefert einen Wert[2]), der mit diesem elementar geschätzten in einer brauchbaren Übereinstimmung steht, wenn die Meßgenauigkeit der eingehenden Konstanten berücksichtigt wird.

Der Elementarprozeß der Rekombination unter Ausstrahlung ist also nur zu erwarten, wenn die Zahl der Atome, und insbesondere der angeregten Atome groß ist, also bei höheren Temperaturen oder in elektrischen Entladungen. Beobachtet wurde er bisher von Kondratjew und Leipunski[3]) in Halogendämpfen bei Temperaturen von 1000 bis 1300° C, ferner von Brauer in Joddampf, und von uns in einer Entladung von Te_2[4]), über die kürzlich berichtet wurde. Außerdem wurden gelegentlich

[1]) Mit einem * sollen im folgenden alle Größen bezeichnet werden, die auf den angeregten Zustand Bezug haben.

[2]) A. Terenin u. N. Phileshajewa, Phys. Zeitschr. Sowjetunion **2** (1932), 337.

[3]) V. Kondratjew u. A. Leipunski, Zeitschr. f. Phys. **50** (1928), 366.

[4]) R. Rompe, Zeitschr. f. Phys. **101** (1936), 214.

Kontinua in Flammen beobachtet, die als Molekülrekombinationskontinua gedeutet werden. Diese Untersuchungen sind allerdings dadurch erschwert, daß bei Drucken von etwa 1 Atm. die Rekombination im Dreierstoß überwiegend ist.

Das Arbeiten mit einer Entladung hat den Vorteil, daß erhebliche Dissoziations- und Anregungsgrade erzielt werden können, so daß man selbst bei kleinen, für Zweierstöße günstigen Drucken ausreichende Intensitäten erhalten kann.

II. Geschwindigkeitsverteilung der rekombinierenden Atome

Die Rekombination von Atomen unter Ausstrahlung äußert sich im Spektrum in einem an die Dissoziationsgrenze anschließenden kontinuierlichen Band. Die Intensitätsverteilung im Kontinuum ist dabei im wesentlichen — so lange Reabsorption zu vernachlässigen ist — durch die Geschwindigkeitsverteilung der Atome gegeben. Wir haben die Intensitätsverteilung im Rekombinationskontinuum photographisch ermittelt; es ergibt sich mit guter Annäherung eine lineare Abnahme der Schwärzung mit der Frequenz. Da in einem Schwärzungsbereich gearbeitet wurde, wo die Schwärzung proportional dem Logarithmus der Intensität zu setzen ist, kann dieses Ergebnis als Beweis angesehen werden, daß die rekombinierenden Teilchen eine Geschwindigkeitsverteilung nach der Bolzmannschen Formel besitzen; da bei der Rekombination — wie bei allen Stoßprozessen — nur 2 Freiheitsgrade der Relativbewegung in Erscheinung treten, ist also eine Gleichgewichtsverteilung der Atome bei den untersuchten Drucken und Stromstärken anzunehmen.

Es wurde ferner beobachtet, daß die Neigung der Schwärzugs-Geraden sich bei höheren Stromstärken (>4 Amp.) und Drucken ($>700^0$) nicht mehr ändert; dieses deutet darauf hin, daß in diesem Bereich der Gleichgewichtszustand in der Entladung bereits erreicht wird. Bei kleineren Drucken und Stromdichten scheint ein Anstieg der Temperatur vorzuliegen, der sich darin äußert, daß zwar die Absolutintensität des Kontinuums abnimmt, daß aber die Schwärzung mit zunehmender Frequenz wesentlich langsamer abfällt.

Aus der Neigung der Schwärzungsgeraden in Abhängigkeit von der Frequenz kann die Temperatur der rekombinierenden Teilchen ermittelt werden. Es ergab sich bei einem Exemplar der Versuchslampe, welches in einem Ofen von etwa 650^0 C sich befand, für eine Stromstärke von 7 bis 10 Amp. eine Temperatur von etwa 1300^0 abs., die bei Herabsetzung der Stromstärke auf etwa 3 Amp. bis auf 1800^0 abs. und bei 2 Amp. auf 2000^0 abs. anstieg. Dieser Abfall mit wachsender Stromstärke dürfte auf 2 Ursachen zurückgehen; einmal ließ es sich nicht ganz vermeiden, daß bei hohen Stromstärken während der Belichtungszeit ein Anstieg des Dampfdruckes erfolgt; außerdem wird meist mit wachsender Stromstärke eine Abnahme der Elektronentemperatur beobachtet.

Zusammenfassung

Es wird eine Abschätzung der Häufigkeit der Rekombination unter Ausstrahlung gegeben; die Ausbeute ergibt sich zu 10^{-4} bis 10^{-3}, bezogen auf den einzelnen Stoß eines angeregten und eines nichtangeregten Atoms. Es wird die spektrale Intensitätsverteilung des als Rekombinationsleuchten gedeuteten Kontinuums der Te_2-Entladung ermittelt. Es ergibt sich ein Abfall der Geschwindigkeit der rekombinierenden Teilchen nach der Boltzmannformel; man erhält Temperaturen zwischen 1300 und 2000^0 abs.

(Eingegangen am 22. September 1936)

Die Erzeugung hoher Intensität des Wasserstoffkontinuums mit Hilfe einer Glühkathodenröhre

Von G. Jacobi, Berlin

(Aus dem Forschungsinstitut der AEG)

Inhalt: 1. Einleitung. 2. Spektrum der Wasserstoffentladung. 3. Bisher benutzte Entladungsröhren. 4. Konstruktion des Wasserstoffrohres mit Glühkathode. 5. Anregung des Balmer-Spektrums bei Kippschwingbetrieb. 6. Zusammenfassung.

1. Einleitung

Absorptionsmessungen auf spektrographischem Wege im ultravioletten Gebiete sind heutzutage nicht mehr nur für den reinen Spektroskopiker von Interesse, sondern sie sind auch für andere Wissensgebiete, z. B. die Chemie, zu einem wichtigen, immer häufiger benutzten Hilfsmittel geworden. Es ist daher das Bedürfnis nach einer für derartige Zwecke geeigneten Lichtquelle vorhanden, die einfach zu handhaben ist und keinen größeren experimentellen Aufwand erfordert als z. B. eine Lampe für monochromatisches Licht irgendeiner Wellenlänge.

Überall dort, wo man Absorptionsmessungen machen möchte, ist es erwünscht, eine Lichtquelle mit kontinuierlichem Spektrum zu haben. Im ultravioletten Gebiete kommen dafür in Frage die kondensierte Funkenentladung zwischen Zink- oder Kadmiumelektroden, deren Spektrum einen weit bis ins Ultraviolette reichenden kontinuierlichen Untergrund aufweist, oder aber vor allem, wenn auch bisher etwas unbequem in der Handhabung, die elektrische Entladung in Wasserstoff. Diese gibt ein von etwa 4500 ÅE bis in das Schumann-Gebiet reichendes Kontinuum, das vom Molekül herrührt.

2. Das Spektrum der Wasserstoffentladung

Das Spektrum der Wasserstoffentladung weist sowohl die zum Atom als auch die zum Molekül gehörenden Linien auf. Die Größe des Verhältnisses der Intensitäten von Atom- und Molekülspektrum hängt von der Art und Form des Entladungsgefäßes ab. So tritt das Atomspektrum um so mehr hervor, je weniger Metallteile sich im Entladungsrohr befinden, am stärksten daher bei der elektrodenlosen Ringentladung, wie von Herzberg[1]) gezeigt worden ist. Umgekehrt ist das Molekülspektrum um so kräftiger, je mehr die Entladung mit metallischen Oberflächen in Berührung kommt. Es ist offenbar so, daß durch die Entladung die Moleküle zu Atomen zertrümmert werden und daß die Anwesenheit von Metallen die Wiedervereinigung zu Molekülen stark begünstigt. Diese Tatsache ist bei der Konstruktion von Entladungsröhren mit Wasserstoffüllung, die als Lichtquelle für das ultraviolette Kontinuum dienen sollen, zu berücksichtigen.

3. Bisher benutzte Entladungsröhren

Die bisher gebauten verschiedenen Typen von Wasserstoffentladungsröhren unterscheiden sich grundsätzlich nur wenig voneinander. Bei allen brennt die Entladung zwischen kalten Elektroden, bei allen ist die positive Säule durch eine sehr enge Glasröhre von ziemlicher Länge, deren innere Oberfläche meistens versilbert ist, eingeschnürt*). Durch die Wahl einer engen Röhre wird erreicht, 1. daß das Verhältnis von Oberfläche zu Volumen groß wird, was im Verein mit der Versilberung zur regen Wiedervereinigung der Atome zu Molekülen und damit zur intensiven Aussendung des Kontinuums führt, und 2. eine hohe Stromdichte und damit Leuchtdichte, die ja für spektrographische Zwecke allein maßgebend ist. Die sich bei derartigen Röhren einstellende Brennspannung beträgt einige tausend Volt. Damit man die Röhren bis zu 500 mA belasten kann, müssen sie wegen der sonst vorhandenen Gefahr des Schmelzens der Glaswände mit Wasser gekühlt werden. Eine solche Lichtquelle erfordert also einen beträchtlichen experimentellen Aufwand.

4. Konstruktion des Wasserstoffrohres mit Glühkathode

Dieser Aufwand läßt sich bedeutend vermindern durch Verwendung einer Glühkathode. Die Verwendung solcher Kathoden in Wasserstoff ist zwar schon von den Kippschwingröhren her bekannt und technisch verwertet[2]); aber die Arbeitsbedingungen in solchen Entladungsgefäßen sind von der Art, daß erst durch Versuche geklärt werden mußte, ob es möglich ist, mit einer Glühkathode ein Kontinuum mit genügender Sauberkeit zu erzeugen. Durch die Wahl einer Glühkathode konnte man hoffen, zwei Vorteile gegenüber den bisher verwendeten Röhren zu erzielen, und zwar erstens eine beträchtlich erniedrigte Brennspannung, so daß die Aussicht bestand, das Rohr direkt aus dem Netz ohne Zwischenschaltung eines Hochspannungstransformators zu betreiben, und zweitens eine viel höhere Stromstärke. Als weiterer Vorteil kam dann noch das Wegfallen einer Wasserkühlung bei hoher Belastung hinzu.

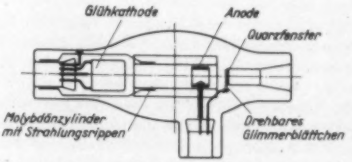


Abb. 1. Wasserstoffentladungsrohr als Lichtquelle für kontinuierliches Ultraviolett

Abb. 1 zeigt die baulichen Einzelheiten eines solchen Wasserstoffrohres. K ist die Glühkathode (Großflächenkathode), A die Anode, die aus einem kleinen Molybdänzylinder besteht, Q das Quarzfenster, das den Austritt der ultravioletten Strahlung ermöglicht und während des Formierens durch ein Glimmerblättchen vor Bestäubung beschützt wird. Die Entladung wird durch einen mit Strahlungsrippen versehenen Molybdänzylinder von 30 mm innerem Durchmesser eingeschnürt. Das Glasgefäß ist in der Nachbarschaft des Molybdänzylinders

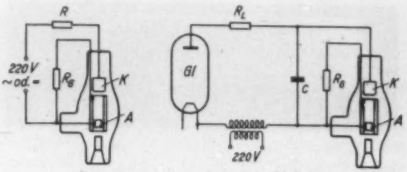


Abb. 2. Schaltung des Entladungsrohres
a) Betrieb mit Gleich- oder Wechselspannung
b) Kippschwingbetrieb

stark ausgeblasen, um so eine möglichst große abstrahlende und ableitende Fläche für die durch den Wasserstoff sehr gut vom Molybdänzylinder zu den Gefäßwänden abgeleitete Wärme zu haben. Der Druck der Gasfüllung beträgt etwa 1 mm Hg-S. Das Rohr kann ohne besondere Kühlvorrichtung mit 10 Amp. Dauerlast bei einer Brennspannung von

[1]) G. Herzberg, Ann. d. Phys. **84** (1926), 553.

*) Herr Dr. R. Frerichs machte mich freundlicherweise auf eine amerikanische Konstruktion aufmerksam [A. E. Smith, R. D. Fowler, Journ. Opt. Soc. Am. **26** (1936), 79], bei der ein geheizter Wolframfaden als Glühkathode verwendet wird. Die Konstruktion dieses Rohres ist jedoch wesentlich komplizierter als die des hier beschriebenen. Das Rohr ist nur für den Betrieb an der Pumpe geeignet. Ferner wird eine Wasserkühlung benutzt.

[2]) P. Drewell, Zeitschr. f. techn. Phys. **16** (1935), 614.

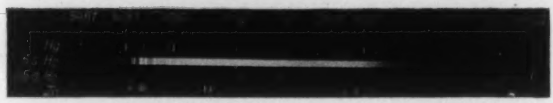


Abb. 3. Kontinuierliches Wasserstoffspektrum
Leiss-Quarzspektrograph, Öffnungsverhältnis 1 : 10; Spaltbreite 0,02 mm

ungefähr 80 Volt betrieben werden. Diese Stromstärkeangabe bezieht sich auf den Betrieb mit Gleichspannung. Bei Wechselspannungsbetrieb ist damit der Gleichstrommittelwert gemeint, was, da nur die positiven Halbwellen einen Stromdurchgang ergeben, einer Stromspitze von etwa 30 Amp. entspricht.

Abb. 2a zeigt das Schaltbild bei Betrieb mit Wechselspannung und Abb. 3 ein mit diesem Rohr aufgenommenes Spektrum bei einer Belichtungszeit von 0,5 bzw. 5 Sek. (Spaltbreite 0,02 mm). Für diese Aufnahme wurde ein Leiss-Quarzspektrograph benutzt (Öffnungsverhältnis 1 : 10). Abb. 4 zeigt die Aufnahme mit einer Schumann-Platte, bei der 160 Sek. belichtet wurde und die mit einem kleinen Hilger-Quarzspektrographen gemacht wurde. Am rechten Ende des Wasserstoffspektrums sieht man einige Absorptionsbanden, die vom Sauerstoff der Luft herrühren und bei 1800 ÅE liegen.

5. Anregung des Balmer-Spektrums bei Kippschwingbetrieb

Abb. 2b zeigt die Schaltung dieses Wasserstoffrohres als Kippschwingrohr. Dabei soll es in diesem Falle nicht auf die Kippschwingungen selbst, sondern auf das beim Kippschwingbetrieb ausgesandte

Abb. 4. Kontinuierliches Wasserstoffspektrum
Aufnahme auf Schumann-Platte
mit dem kleinen Hilger-Quarzspektrographen

Licht ankommen. Ein Kondensator von 50 μF wird über ein Gleichrichterrohr *Gl* und einen Ladewiderstand R_L aufgeladen. Hat die Kondensatorspannung die Zündspannung des Entladungsrohres erreicht, so entlädt sich der Kondensator über das Wasserstoffrohr. Da dem Entladungsrohr kein Widerstand vorgeschaltet ist, ergeben sich Stromstärken bis zu 250 Amp. Diese Stromstöße haben eine Dauer von etwa 10^{-6} Sek. und führen zur vollkommenen Entladung des Kondensators. In dem Spektrum des bei diesem Stoßbetrieb ausgesandten Lichtes treten die vom Atom stammenden Linien stark hervor[3]), was schon äußerlich an der deutlichen Rotfärbung der Entladung zu erkennen ist. Dieses Verhalten ist wahrscheinlich auf zwei Ursachen zurückzuführen: Einmal werden bei diesen intensiven Stromstößen sehr viel Atome entstehen und zweitens wird während ihrer kurzen Dauer die Wiedervereinigung zu Molekülen sehr gering sein. Man sieht deutlich, daß das rote Leuchten dort am stärksten ist, wo wenig Metallteile in der Nähe sind, was ja auch wieder mit den Anschauungen über die Wirkung der metallischen Oberflächen übereinstimmt.

Zusammenfassung

Ein von der Pumpe abgezogenes Entladungsrohr mit Glühkathode wird beschrieben, das mit Wasserstoff gefüllt ist und als Lichtquelle für das ultraviolette Kontinuum dienen soll. Die Vorteile gegenüber den bisher üblichen Entladungsröhren für den gleichen Zweck bestehen in einer wesentlich erniedrigten Brennspannung (weniger als 100 Volt, gegenüber 3000 Volt) und in dem Wegfallen einer Wasserkühlung bei hoher Stromstärke.

[3]) Z. Bay, Zeitschr. f. Phys. **102** (1936), 507.

(Eingegangen am 5. Oktober 1936)

Über die Anregung der Phosphore in der Neonentladung

Von A. Rüttenauer, Berlin

(Mitteilung der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung m.b.H. Osram-Konzern)

Inhalt: Die Anregung der Phosphore in der Neonentladung erfolgt sowohl durch die zwischen 4000 und 2500 ÅE liegenden UV-Strahlen als auch durch die im Schumanngebiet liegenden Resonanzlinien 736 und 744 ÅE. Es wird eine Methode angegeben, die Phosphoreszenzstrahlung, angeregt durch UV und angeregt durch das Schumanngebiet, getrennt zu messen. Die Intensität der Phosphoreszenzstrahlung, angeregt durch die Resonanzlinien, steigt mit fallender Stromdichte und fallendem Gasdruck, während die Phosphoreszenzstrahlung angeregt durch UV bezüglich Stromdichte den umgekehrten Verlauf nimmt.

Die Niederdruckgasentladung hat als Quecksilber- und Neonleuchtröhre eine vielseitige beleuchtungstechnische Anwendung gefunden. Die geringe Lichtausbeute der Quecksilberniederdruckentladung konnte in den letzten Jahren, wie Pirani und der Verfasser[1]) berichteten, durch Verwendung von Phosphoren in der Entladungsröhre wesentlich verbessert werden; es konnte ferner die blaugraue

[1]) M. Pirani u. A. Rüttenauer, Das Licht **5** (1935), H. 5.

Farbe der Hg-Niederdruckentladung in jede beliebige Farbe einschließlich Rot und Weiß umgewandelt werden. Bei dieser Umwandlung wird unsichtbare Strahlung, im wesentlichen die Strahlung der Hg-Resonanzlinie 2537 ÅE, über den Phosphor in sichtbare Strahlung umgesetzt.

Abb. 1. Ultraviolettes Emissionsspektrum handelsüblicher Neonentladungsröhren
1 blaue Nebenserienlinien des Neons,
2 2. Glieder der Hauptserie zwischen 3750 ÅE 3350 ÅE,
3 3. u. 4. Glieder der Hauptserien zwischen 3153 ÅE 2735 ÅE

Die erfolgreiche Verwendung von Phosphoren in der Hg-Entladung war die Veranlassung, zu untersuchen, ob sich auch in der Neonentladung durch Umsetzung von unsichtbarer Strahlung in sichtbare lichttechnische Vorteile ergäben. Die zur Erregung von Phosphoren in Frage kommende unsichtbare

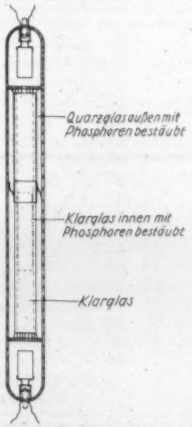


Abb. 2. Gasentladungsröhre zur Messung der Phosphoreszenzstrahlung, angeregt durch UV und angeregt durch Strahlung des Schumanngebietes

Neonstrahlung sind die im Ultraviolett liegenden höheren Glieder der Hauptserie zwischen 3800 und 2500 ÅE (Abb. 1), außerdem besitzt das Neonspektrum im Schumanngebiet die beiden Resonanzlinien 736 und 744 ÅE, über deren Strahlenumsetzung in sichtbare Strahlung über Phosphore noch nichts bekannt war.

Es wurde eine Versuchsentladungsröhre geschaffen, die gestattet, die Phosphoreszenzstrahlung, angeregt durch das Ultraviolett, und die Phosphoreszenzstrahlung, angeregt durch die Schumannstrahlung, getrennt voneinander zu messen. Die Versuchsentladungsröhre, Abb. 2, besteht aus einer Röhre, in die eine zweite, die eigentliche Versuchsröhre, hineingeschoben ist. Der Innendurchmesser der Innenröhre betrug 20 mm. Die Abtrennung der beiden Röhren ist durch Glimmerdichtungen vorgenommen, so daß keine Teile der Entladung in den Zwischenraum überschlagen können. Die Versuchsröhre, also die Innenröhre, besteht aus drei Teilen, einem üblichen Klarglas, einem Klarglas, dessen Innenseite mit Phosphoren bestäubt ist, und einem Quarzglas, dessen Außenseite mit Phosphoren bestäubt ist. Die durch das Klarglas, Teil 1, hindurchgehende Strahlung ist die normale Neonstrahlung; die Strahlung des Teiles 2 setzt sich zusammen aus der beim Durchgang durch die Phosphorschicht durch Absorption und Streuung geschwächten Neonstrahlung und der durch das Ultraviolett und die Schumannstrahlung angeregten Phosphoreszenzstrahlung. Die Strahlung des Teiles 3 ist wieder die geschwächte Neonstrahlung zusammen mit der nur durch das Ultraviolett angeregten Phosphoreszenzstrahlung, da Quarzglas die Strahlung der Resonanzlinien absorbiert. Als Phosphore wurden handelsübliche grünleuchtende Zinksulfidphosphore genommen, deren Anregungsmaximum im langwelligen Ultraviolett zwischen 4000 und 3500 ÅE liegt, ferner grünleuchtende Zinksilikatphosphore, deren Anregungsmaximum unter 2500 ÅE liegt. Die Dicken der Phosphorschichten sind durch die Werte der Absorption der Neonstrahlung charakterisiert; bei den Sulfidphosphoren betrug die Verminderung der Neonstrahlung 5 v. H., bei den Silikatphosphoren 10 v. H.

Die Messungen der Strahlung der verschiedenen Rohrteile erfolgte durch Bestimmung der Lichtstärke nach den bekannten Methoden mittels Dreslerzelle und Mikroamperemeter. Die Gasentladung wurde mit einer Stromstärke von 5 bis 100 mA betrieben, einem Bereich, in dem noch keine meßbare Abhängigkeit der Phosphoreszenzstrahlung von der Temperatur vorlag. Die Gasdrucke waren 2 und 6 mm Hg; bei einem Gasdruck von 2 mm liegt das Optimum der Lichtausbeute der Neonniederdruckentladung bei den hier angewandten Stromstärken und Rohrdurchmessern. Der Druck von 6 mm ist der Druck, wie er in den üblichen technischen Neonröhren enthalten ist.

Die Messungen der mit Zinksulfidphosphoren bestäubten Röhre sind in Tab. 1, die Messungen der Zinksilikatröhre in Tab. 2 angegeben. Es sind ferner in den Abb. 3 und 4 Kurven gezeichnet, die die Phosphoreszenzstrahlung in Prozenten der Neonstrahlung, und zwar der durch Absorption und

Tabelle 1
Messungen an der Zinksulfidröhre

Stromstärke mA	Neonstrahl. HK/m	Phosph.-Str. UV HK/m	Phosph.-Str. UV in v. H. der Ne-Strahlg.	Phosph.-Str. Schumann HK/m	Phosph.-Str. Schumann in v. H. der Ne-Strahlg.
Gasdruck: 2 mm Hg					
5	1,6	0,08	5	0,72	45
10	4,0	0,24	6	1,40	35
25	13,3	1,06	8	3,59	27
50	27,5	2,89	10,5	4,95	18
100	57,0	11,10	19,5	7,13	12,5
Gasdruck: 6 mm Hg					
5	1,40	0,13	9	0,36	25,5
10	3,25	0,32	10	0,55	17
25	9,5	1,15	12	1,00	10,5
50	20,0	4,00	20	1,00	5
100	38,0	9,50	25	1,15	3

Tabelle 2
Messungen an der Zinksilikatröhre

Stromstärke mA	Neonstrahlung HK/m	Phosph.-Str. HK/m	Phosph.-Str. in v. H. der Neonstr.
Gasdruck: 2 mm Hg			
5	1,5	2,3	153
10	3,8	4,7	124
25	12,6	12,0	95
50	26,0	18,2	70
100	54,0	28,1	52
Gasdruck: 6 mm Hg			
10	3,1	3,45	110
25	9,0	6,75	75
50	19,0	9,90	52
100	36,0	12,50	35

Streuung geschwächten Neonstrahlung, bei den verschiedenen Stromstärken und Gasdrucken angibt. Die erhaltenen Werte der Phosphoreszenzausbeute beziehen sich auf die oben angegebenen Schichtdicken — Absorption der Neonstrahlung 5 bzw. 10 v. H. —. Bei anderen Schichtdicken, z. B. bei größeren Schichtdicken, die die Neonstrahlung stärker schwächen, sind die Phosphoreszenzausbeuten entsprechend höher. Die Gesamtlichtausbeute hat dagegen bei einer bestimmten Dicke einen optimalen Wert, um bei Erhöhung derselben wieder zu fallen.

Aus den Messungen und den Kurven lassen sich folgende Ergebnisse ableiten:

1. Die Zinksulfidphosphore werden nicht nur durch Ultraviolett, sondern auch durch Strahlung des Schumanngebietes — Resonanzlinien 736 und 744 ÅE — angeregt. Die Lichtzunahme durch die Phosphoreszenzstrahlung, angeregt durch die Resonanzstrahlung, wird um so größer, je kleiner die Stromdichte und je geringer der Gasdruck ist. Die Lichtzunahme durch die Phosphoreszenzstrahlung, angeregt durch Ultraviolett, ist dagegen bei höheren Stromdichten größer. Bei höherem Gasdruck sind die Werte der Neonstrahlung und der durch Ultraviolett angeregten Phosphoreszenzstrahlung absolut kleiner, wobei die Werte der Neonstrahlung stärker gesunken sind als die entsprechenden Werte der durch Ultraviolett angeregten Phosphoreszenzstrahlung. Der Gesamtzuwachs an Licht beträgt im günstigsten Falle bei

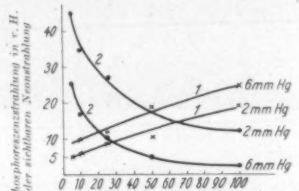


Abb. 3. Phosphoreszenzausbeute von Zinksulfid–Neonröhren (Durchmesser innen 20 mm) bei verschiedenen Gasdrucken und Stromstärken
Kurve 1: Anregung des Phosphors durch UV
Kurve 2: Anregung des Phosphors durch die Resonanzlinien

einer Belastung von 5 mA rund 50 v. H., bei den elektrischen Werten der technischen Neonröhren 20—25 v. H. Eine Umfärbung der roten Farbe der Neonstrahlung ist daher ohne wesentliche Schwächung des roten Spektralteiles mit den heutigen Zinksulfidphosphoren nicht möglich.

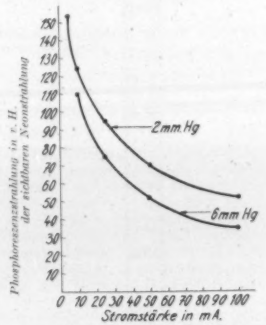


Abb. 4. Phosphoreszenzausbeute von Zinksilikat–Neonröhren (Durchmesser innen 20 mm) bei verschiedenen Gasdrucken und Stromstärken

2. Bei Röhren mit handelsüblichen Zinksilikatphosphoren ergab sich weder bei Anregung durch Ultraviolett noch durch Strahlung des Schumanngebietes eine meßbare Phosphoreszenzstrahlung.

3. Zinksilikatphosphore anderer Herstellungsart wurden durch das Ultraviolett der Neonstrahlung ebenfalls nicht erregt. Dagegen konnten Zinksilikatphosphore erhalten werden, die durch die Strah-

lung des Schumanngebietes zu äußerst intensivem Leuchten angeregt wurden[2]). Die Messungen sind in Tab. 2 und die Kurven der Phosphoreszenzausbeute in Abb. 4 angegeben. Auch hier steigt die Phosphoreszenzausbeute mit fallender Stromdichte und geringer werdendem Gasdruck. Die Phosphoreszenzstrahlung übersteigt bei kleinen Stromstärken bereits die sichtbare rote Neonstrahlung. Bei den Druck- und Stromstärkewerten der technischen Neonröhren ist die Phosphoreszenzstrahlung noch so groß, daß eine Umfärbung der roten Neonfarbe in Gelb möglich ist. Bereits bei geringer Schwächung der roten Neonstrahlung, z. B. durch größere Schichtdicken oder Filter, kann man die Farben Gelbgrün bis Grün erhalten.

Die hier vorgenommenen Untersuchungen haben also zu zwei wichtigen Ergebnissen geführt. Es ist erstens gezeigt worden, daß Phosphore durch die Strahlung des Schumanngebietes zum Leuchten angeregt werden, sodann wurde festgestellt, daß es Phosphore gibt, deren Phosphoreszenzstrahlung, erregt durch Strahlung des Schumanngebietes, so stark ist, daß eine Verwendung solcher Phosphore in der Neonentladung lichttechnische Vorteile ergibt. Darüber hinaus kann man sich aber auch aus den Daten der Messungen über die Intensitätsverhältnisse der Neonresonanzlinien eine orientierende Vorstellung machen, z. B. in dem Falle, wo die Phosphoreszenzstrahlung des Zinksilikatphosphors gleich ist der sichtbaren Neonstrahlung, muß die Intensität der Resonanzlinien wenigstens 2mal größer sein als die gesamte sichtbare Strahlung, da sich die Energien der erregenden und der emittierten Quanten wie 7 : 1 und die Strahlungsempfindlichkeit des Auges für die sichtbare Neonstrahlung zur sichtbaren Phosphoreszenzstrahlung wie 1 : 3,3 verhalten. Da aber die Quantenausbeute wahrscheinlich etwas unter 1 liegt, dürfte der so ermittelte Wert der Intensität der Resonanzlinien noch etwas zu niedrig liegen. Wenn man erst einmal die Quantenausbeute kennt, dürfte es ein Leichtes sein, an Hand derartiger Untersuchungen weitere Erkenntnisse über die Phosphore zu erlangen.

Zusammenfassung

Sowohl Zinksulfid- als auch Zinksilikatphosphore werden durch die Schumannstrahlung zum Leuchten gebracht. Daraus ergeben sich einerseits neue Gesichtspunkte zur Erforschung der Phosphore, andererseits neue Möglichkeiten der lichttechnischen Anwendung von Neonröhren.

[2]) Diese Phosphore wurden in gemeinsamer Arbeit mit Herrn Dr. Riehl entwickelt.

(Eingegangen am 8. Oktober 1936)

Zündspannungsänderung durch Bestrahlung*)

Von W. Fucks und W. Seitz, Aachen

Inhalt: In einem besonders einfachen, dem einzigen auch theoretisch faßbaren Fall (ebene Elektroden, homogenes Gas, statischer Durchschlag) werden entgegen der theoretischen Erwartung in der Umgebung des Durchschlagsminimums Zündspannungserhöhungen als Folge einer Bestrahlung der Kathode gemessen. Nach Ausschluß anderer Erklärungsmöglichkeiten wird der Effekt gedeutet durch die bekannte Verringerung der negativen Ionisierung durch Feldverzerrung bei den größeren Werten von E/p (E = Feldstärke, p = Druck).

Es soll im folgenden berichtet werden über eine experimentelle Untersuchung der Änderung der Zündspannung durch Bestrahlung. Wir sind dabei zu Ergebnissen gekommen, die, wie es scheint, dazu führen werden, daß die Grundlagen unserer Vorstellungen von dem Mechanismus der Zündung erneut einer Überprüfung unterzogen werden müssen.

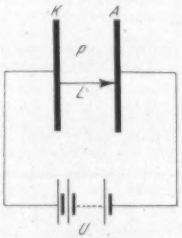


Abb. 1. Versuchsanordnung

Vielleicht erinnern wir uns zunächst einmal kurz an einiges, was über die Zündung bereits wohlbekannt ist. Wir haben eine ebene Elektrodenanordnung (Abb. 1), Gasdruck p, Schlagweite L. Die Kathode sei sehr schwach bestrahlt, etwa mit einer Quecksilberdampflampe. Wir steigern die Spannung von Null angefangen. Dann verläuft der Strom bei nicht zu hohen Drucken in Abhängigkeit von der Spannung U so (vgl. Abb. 2). Den Sättigungswert des Stromes nenne ich den Fremdstrom J_F. Er ist ein Maß für die Stärke der Bestrahlung. Wird die Bestrahlung stärker, so verläuft die Stromkurve höher (vgl. Abb. 2, Kurve *II*).

Aber die Bestrahlung sei zunächst außerordentlich schwach. Wir zünden nun bei den verschiedensten Schlagweiten und Drucken. Für die Zündspannung U_z erhalten wir dann diese wohlbekannte V-förmige Kurve (Abb. 3), aufgetragen über dem Produkt aus Schlagweite und Druck. Townsend hat gezeigt, wie die beiden Äste der Kurve zu deuten

*) Der experimentelle Teil dieses Vortrages ist ausführlicher behandelt in der Arbeit W. Fucks u. W. Seitz, Zeitschr. f. Phys., im Druck. Die hier mitgeteilte, von W. Fucks gegebene theoretische Deutung des Effekts ist tiefer begründet in einer in Kürze in der Zeitschr. f. Phys. erscheinenden Arbeit.

sind. Zu einem bestimmten Produkt aus Druck und Schlagweite gehört bei Townsend eine und nur eine Zündspannung.

Was sagt dazu die Erfahrung?

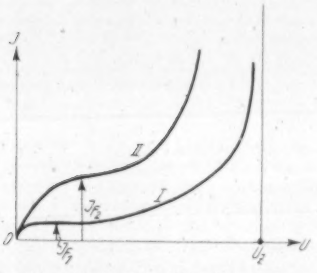


Abb. 2. Anstieg des dunklen Vorstroms bei niedrigem (*I*) und hohem (*II*) Druck

Die Erfahrung lehrt, wenn man genauer zusieht, etwas anderes! Keine Zündung könnte bei einer endlichen Zündspannung stattfinden, wenn nicht auf irgendeine Weise, z. B. durch Bestrahlung, Autoelektronenemission oder irgendwie anders, ein, wenn auch noch so kleiner Fremdstrom erzeugt werden würde. Der Fremdstrom gehört daher notwendig zum Verständnis der Zündung mit hinzu. Und je nach der Stärke des Fremdstromes, also beispielsweise der Bestrahlung, gehört zu einem bestimmten Druck und einer bestimmten Schlagweite in Wirklichkeit nicht eine, sondern eine ganze Mannigfaltigkeit von Zündspannungen.

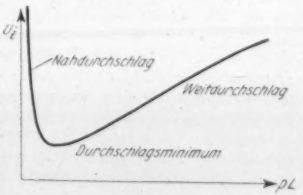


Abb. 3. Zündspannung U_z, abhängig von Druck p und Schlagweite L

Und zwar ergaben im einzelnen die bisher bekannt gewordenen Experimente beim statischen Durchschlag für ebene Elektroden alle eine Absenkung der Zündspannung mit zunehmendem Fremdstrom[1]).

Die moderne Theorie hat diese Erscheinung gedeutet und berechnet. Danach verzerrt die mit wachsender Bestrahlung zunehmende Raumladung des dunklen Vorstroms das Feld und begünstigt so die Zündung. Es sei ΔU die Zündspannungsänderung. Nach von Engel und Steenbeck[2]) gilt für den Weitdurchschlag $\Delta U \sim J_F^{1/6}$. Für den Nahdurchschlag habe ich für ΔU ein Wurzelgesetz hergeleitet[3]) und in einer gemeinschaftlichen Arbeit von Prof. Rogowski und mir[4]) ist in einem völlig andersartigen Rechnungsgang das Wurzelgesetz für das gesamte Durchschlagsgebiet abgeleitet worden[5]):

$$\Delta U \sim \sqrt{J_F} .$$

Wir halten fest:

1. Das Experiment ergab bisher bei homogenem Gas, homogenem Ausgangsfeld und statischem Durchschlag stets Zündspannungssenkung als Folge der Fremdionisierung.

2. Die Theorie erwartet ganz allgemein, also für jede Gasart, jedes Kathodenmaterial, jede Schlagweite und jeden Druck bei dem in 1. angegebenen Fall eine Absenkung der Zündspannung mit der Bestrahlung.

Die Behauptung der Theorie und ihre zahlenmäßige Präzisierung experimentell zu prüfen war das Ziel der hier referierten Arbeit.

Inzwischen ist das theoretisch abgeleitete Wurzelgesetz in zwei Arbeiten experimentell bestätigt worden, und zwar von Rogowski und Wallraff[6]) sowie von Deimel[7]). Die Versuche dieser beiden Arbeiten sind aber insbesondere in einem sehr wesentlichen Punkt unvollständig. Bei beiden wird nämlich der für die Theorie maßgebliche Fremdstrom nicht direkt zahlenmäßig gemessen.

Nun zu unserer Arbeit!

Zunächst haben wir den Fremdstrom selbst durch Aufnahme der Stromspannungskennlinie des dunklen Vorstroms für jeden Meßpunkt zahlenmäßig direkt bestimmt. Auf die bekannte Methode brauche ich nicht einzugehen.

Wir arbeiteten mit verschiedenen Gasen und mit verschiedenen Kathodenmaterialien, und zwar mit Helium, Argon, Stickstoff und Luft und mit Kathoden aus Silber, Kupfer, Nickel und Zink. Der

[1]) Bezüglich der älteren Arbeiten vgl. man die Handbücher. Zur neueren Literatur siehe die kurze Zusammenstellung bei W. Fucks, Zeitschr. f. Phys. **92** (1934), 468, und **98** (1936), 666.

[2]) A. von Engel u. M. Steenbeck, Die elektr. Gasentladung Bd. II (1934), 53.

[3]) W. Fucks, Zeitschr. f. Phys. **92** (1934), 467.

[4]) W. Rogowski u. W. Fucks, Arch. f. Elektrot. **29** (1935), 362; vgl. auch W. Fucks, Zeitschr. f. Phys. **98** (1936), 666.

[5]) Vergleicht man nur den Gang des Effekts mit $J_F^{1/2}$ bzw. $J_F^{1/6}$, so täuscht man sich, wie in der angekündigten Arbeit von W. Fucks gezeigt ist, leicht über die grundsätzliche Verschiedenheit der beiden Theorien: Bei v. Engel und Steenbeck ist ein Glied der Gleichgewichtsbedingung unberücksichtigt geblieben, das bei Rogowski und Fucks das Ergebnis bestimmt und ferner ist der Einfluß der Feldverzerrung auf eine Veränderung lediglich der Elektronenionisierung beschränkt.

[6]) W. Rogowski u. A. Wallraff, Zeitschr. f. Phys. **97** (1935), 758.

[7]) C. Deimel, Phys. Zeitschr. **37** (1936), 610.

Abstand der Elektroden war durchweg klein (4 bis 8 mm), der Druck wurde von einigen Millimetern Hg bis zu einigen hundert Millimetern Hg variiert (Umgebung des Durchschlagsminimums, Weitdurchschlag). Auf größte Homogenität des Ausgangsfeldes wurde Wert gelegt [Rogowskielektroden[8])]. Zur Bestrahlung wurde eine Quecksilberdampflampe verwendet.

Nun das Resultat unserer Messungen!

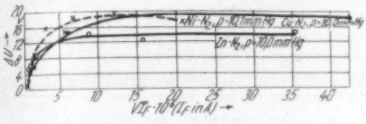



Abb. 4. Zündspannungserhöhung durch Bestrahlung (Molekülgas, verschiedene Elektroden)

× Nickel–Stickstoff. Schlagweite $L = 4$ mm, $p = 10{,}1$ mm Hg, Zündspannung 672 Volt;
• Kupfer–Stickstoff. Schlagweite $L = 4$ mm, $p = 10$ mm Hg, Zündspannung 638 Volt;
○ Zink–Stickstoff. Schlagweite $L = 4$ mm, $p = 10$ mm Hg, Zündspannung 650 Volt

Es ergab sich schon bald, daß in dem untersuchten Bereich die Theorie nicht bestätigt werden konnte, und zwar nicht einmal qualitativ. Wir erhielten nämlich statt der erwarteten Zündspannungssenkungen Erhöhungen der Zündspannung.

Dies Ergebnis erscheint zunächst sehr überraschend. Aber die Messungen sind durch Wahl mannigfacher Kombinationen verschiedener Gase und Elektrodenmaterialien und durch Abänderungen von Druck und Schlagweite umfassend gestaltet und durch sorgfältige Ausschaltung aller Fehlerquellen gut gesichert.

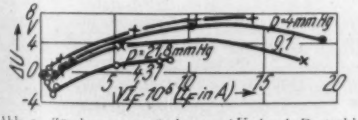


Abb. 5. Zündspannungsänderung ΔU durch Bestrahlung (Edelgas; verschiedene Drucke)

Silber–Argon. Schlagweite $L = 8$ mm
+ $p =$ 4,0 mm Hg, Zündspannung 303 Volt
• $p =$ 9,1 mm Hg, „ 400 Volt
× $p =$ 21,8 mm Hg, „ 604 Volt
○ $p =$ 43,1 mm Hg, „ 898 Volt

Vielleicht einige Einzelheiten an Hand von gemessenen Kurven! Abb. 4: Es ist aufgetragen die Änderung der Zündspannung durch die Bestrahlung, und zwar nach oben Erhöhung, nach unten Absenkung. Als Abszisse ist die Wurzel aus dem Fremdstrom gewählt. Diese drei Kurven, die mit Nickel, Kupfer, Zink als Kathoden und Stickstoff von 10 mm Hg Druck als Füllgas aufgenommen sind, zeigen in dem gemessenen Bereich der Bestrahlung nur Zündspannungserhöhung, die durchaus nicht unbeträchtlich ist. Wir sehen Erhöhungen bis zu 19 Volt.

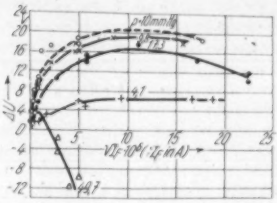


Abb. 6. Zündspannungsänderung ΔU durch Bestrahlung (Molekülgas, verschiedene Drucke)

Silber–Stickstoff. Schlagweite $L = 4{,}2$ mm
+ $p =$ 4,1 mm Hg, Zündspannung 466 Volt
× $p =$ 9,8 mm Hg, „ 699 Volt
○ $p =$ 10,0 mm Hg, „ 700 Volt
• $p =$ 17,3 mm Hg, „ 977 Volt
△ $p =$ 49,7 mm Hg, „ 2041 Volt

Abb. 5 bringt die Kombination Silber–Argon: Bei 4 mm Druck nur Erhöhung; bei den höheren Drucken erst Absenkung, dann Erhöhung und bei stärkeren Beeinflussungen die Tendenz, zur Absenkung zurückzukehren.

Abb. 6 (Silber–Stickstoff) bestätigt die Zündspannungserhöhung bei den mäßigen Drucken, zeigt aber, daß höherer Druck und stärkere Bestrahlung wieder zu einer Absenkung der Zündspannung führen.

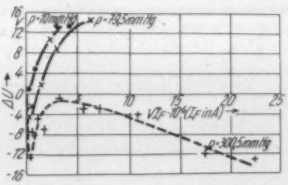


Abb. 7. Zündspannungsänderung durch Bestrahlung (Edelgas; verschiedene Drucke)

Nickel–Argon. Schlagweite $L = 4$ mm
• $p =$ 10 mm Hg, Zündspannung 371 Volt
× $p =$ 79,5 mm Hg, „ 982 Volt
+ $p =$ 300,5 mm Hg, „ 2323 Volt

Noch besser das Bezeichnende etwa in Abb. 7 mit Nickel–Argon. 10 mm Druck nur Erhöhung, 79,5 mm Druck erst Senkung dann Erhöhung, 300,5 mm Druck nur noch Zündspannungssenkung im ganzen Bereich, wobei aber der eigentümliche Verlauf des Effekts in der Umgebung des Nullpunkts deutlich nachgebildet wird.

Alle anderen Versuche, also mit anderen Gasen, Kathodenmaterialien und Drucken führen zu ähn-

[8]) W. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. **12** (1923), 1; W. Rogowski u. H. Regnier, ebenda **16** (1926), 73.

lichen Ergebnissen. Man kommt zu dem Schluß, daß der Effekt ganz allgemein auftritt.

Verursacht wird der Effekt durch den kürzerwelligen Teil des Ultravioletts pektrums der Hg-Lampe, der längerwellige Teil und sichtbares Licht sind wirkungslos.

Fassen wir das Wesentliche der experimentellen Ergebnisse zusammen!

1. Bei höheren Drucken und Schlagweiten, also im Weitdurchschlagsgebiet, ergeben sich Spannungsabsenkungen. Die Theorie wird im großen und ganzen bestätigt[9]).

2. Bei mäßigen und geringen Drucken und Schlagweiten, also beim Durchschlagsminimum und knapp darüber, steht das Experimentelle in krassem Widerspruch zur Theorie. Es ergeben sich Spannungserhöhungen.

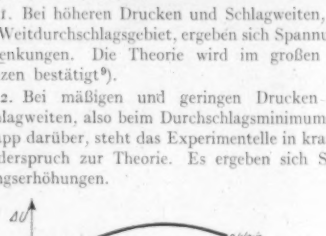


Abb. 8. Zündspannungsänderung ΔU durch Bestrahlung. Schematische Zusammenfassung. Druckabhängigkeit.

3. Auch bei den hohen Drucken und Schlagweiten ergaben sich bei sehr geringer Bestrahlung Abweichungen von der Theorie.

Kennzeichnen wir das Typische etwas genauer durch ein schematisches Bild! [(Abb. 8) Kurve *I*, Druck klein; Kurve *II*, mäßiger Druck; Kurve *III*, höherer Druck].

Was sagt die Theorie? Sie gibt über der Wurzel aus dem Fremdstrom aufgetragen eine Gerade (gestrichelt in Abb. 8).

Der erste Eindruck ist der, daß die gesamte Erscheinung der Zündspannungsänderung viel weniger einfach verläuft, als wir bisher angenommen hatten.

Es ergibt sich die Frage, wie die gefundene Zündspannungserhöhung theoretisch gedeutet werden kann. Man denkt vielleicht zunächst daran, daß die Theorie doch eine ganze Reihe von Wirkungen vernachlässigt (Diffusion, Rekombination, Photoeffekt, thermische Wirkungen, stufenweise Anregung, Bildung negativer Ionen durch Anlagung usw.). Aber diese sekundären Effekte müßten gerade bei den höheren Drucken wirksamer werden. Wenn sie aber dort nicht stören, so stören sie bei unseren schwachen Strömen sicher nicht. Sie scheiden also für die Erklärung aus.

Man könnte dann vielleicht daran denken, daß irgendwelche individuelle Eigenschaften einzelner Gase oder Elektrodenmaterialien den Effekt verursachen. Wir haben aber durch unsere Experimente gezeigt, daß der Effekt bei sehr verschiedenartigen Gasen und verschiedenartigen Elektrodenmaterialien auftreten kann. So ist zur Genüge

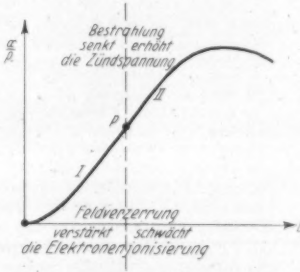


Abb. 9. Zur Deutung der Zündspannungserhöhung durch Bestrahlung.

bewiesen, daß die Tatsache der Spannungserhöhung nicht von irgendwelchen individuellen Eigenschaften der verwendeten Gase und Elektrodenmaterialien herrühren kann. Sie muß vielmehr eine sehr allgemein wirksame Ursache haben. Damit bleibt aber beinahe gar nichts anders übrig, als auf die Grundlagen der bisherigen Theorie zurückzugehen, d. h. den Versuch zu machen, mit Elektronenionisierung von Gas, Stoßionisation der Ionen an der Kathode (oder einer äquivalenten positiven Ionisation) und mit der Raumladung allein auszukommen.

Sieht man sich daraufhin unsere Resultate nach der quantitativen Seite noch einmal genauer an, so findet man, wenn man zunächst einmal von allen Einzelheiten der Erscheinung absieht und sich ganz auf das Grobe beschränkt, einen auffälligen Zusammenhang, der den Weg zur Deutung zeigt. Ich will das an einem ganz grobschematischen Bild erläutern.

Ich zeichne (Abb. 9) die wohlbekannte Kurve der Elektronenionisierung als Funktion der Feldstärke, alles auf die Druckeinheit bezogen; also $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$; α = Elektronenionisierungskoeffizient; p = Druck; E = Feldstärke. Die Kurve hat einen

[9]) Das gilt nach W. Fucks zunächst nur insofern, als Absenkungen erwartet werden und der Gang mit $J_F^{1/2}$ betroffen ist: Die zahlenmäßige Größe des Effekts ergibt sich nach der Theorie von Rogowski und Fucks bei Molekülgasen über Erwarten gut, bei Edelgasen völlig unrichtig, nach der Theorie von v. Engel und Steenbeck in beiden Fällen nicht in Übereinstimmung mit der Erfahrung.

Wendepunkt P. Links von P ist ihre Krümmung positiv (Abschnitt I), rechts negativ (Abschnitt II). Nach W. Rogowski[10]) gilt nun folgender Satz: Bei konstanter Spannung wird die Elektronenionisierung (negative Ionisierung) $J_n = \int_0^L \alpha dx$ durch eine schwache Feldverzerrung im Abschnitt I verstärkt, im Abschnitt II geschwächt.

Nun tragen wir über E/p die Gebiete ein, in denen wir im wesentlichen bei mittleren Bestrahlungen Zündspannungssenkungen finden. Sie liegen in Abschnitt I. Im Gegensatz dazu liegen die Zündspannungserhöhungen im allgemeinen bei P und darüber.

An den Stellen, an denen die Raumladung die Elektronenionisierung begünstigt, werden wir offenbar zur Zündung eine geringere Spannung brauchen. Hier finden wir in der Tat in unseren Experimenten die Zündspannungssenkungen.

An den Stellen dagegen, wo die Raumladung die Elektronenionisierung schwächt, muß diese Schwächung durch höhere Zündspannung wettgemacht werden. Hier finden wir die Zündspannungserhöhungen.

Der Ausschluß aller anderen diskutablen Erklärungen und dieses geschilderte Hand-in-Hand-Gehen von Zündspannungsänderung und Elektronenionisierung legen die Annahme nahe, daß es die Eigentümlichkeit der Elektronenionisierung ist, die für unseren Effekt im wesentlichen verantwortlich gemacht werden muß[11]).

Aber die Elektronenionisierung steht nicht allein da. Wir brauchen, um die Zündung zu verstehen, auch eine Ionisation durch die positiven Träger (positive Ionisierung J_p). Wie die Elektronenionisierung auf eine Feldverzerrung reagiert, haben wir vorher gesehen. Wie aber wirkt sich eine Feldverzerrung auf die positive Ionisierung aus? Nach allem, was wir wissen[12]), wird die positive Ionisierung (gleichgültig ob Oberflächenionisation oder Volumionisation) im ganzen von uns diskutierten Bereich durch die Bestrahlung allemal begünstigt.

Wir haben also zwei Wirkungen der Bestrahlung, die auf die negative (J_n) und auf die positive Ionisierung (J_p). Im Weitdurchschlag werden beide Ionisierungen durch die Bestrahlung begünstigt. So verstehen wir, daß im Weitdurchschlag Theorie und Experiment im Einklang miteinander zu Zündspannungssenkungen durch die Bestrahlung führen. Anders in der Umgebung des Zündspannungsminimums. Hier gehen die beiden Wirkungen in entgegengesetzter Richtung. Ohne genauere Rechnung kann man daher zunächst gar nichts darüber sagen, ob beide Wirkungen zusammengenommen eine Zündspannungserhöhung ergeben. Sollte das nicht der Fall sein, und diese Möglichkeit ist, wie eine genauere Betrachtung zeigt, durchaus nicht von der Hand zu weisen, so ist man gezwungen, der Feldverzerrung entgegen unseren bisherigen Vorstellungen eine Wirkung auf die positive Ionisierung in einem gewissen Bereich überhaupt abzusprechen oder sie jedenfalls geringer einzuschätzen, als das bisher geschehen ist. Die Versuche scheinen somit dazu zu führen, daß wir unsere Vorstellungen über die positive Ionisierung überprüfen müssen und daß mit der Möglichkeit zu rechnen ist, daß unser Bild vom Zustandekommen der Zündung noch in einem wesentlichen Punkt abgeändert werden muß.

(Eingegangen am 30. September 1936)

[10]) W. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. **24** (1930), 679; Phys. Zeitschr. **33** (1932), 800; Zeitschr. f. Phys. **100** (1936), 1; A. v. Engel u. M. Steenbeck, Elektr. Gasentlad. Bd. II (1934), 52.

[11]) Im Anschluß an unsere vorläufige Mitteilung von Bild 5 [Die Naturwiss. **24** (1936), 346] ist diese Annahme unabhängig auch von W. Rogowski und A. Wallraff [Zeitschr. f. Phys. **102** (1936), 183] geäußert.

[12]) Vgl. W. Rogowski, Zeitschr. f. Phys. **100** (1936), 1.

Über die Aufbauzeit einer Glimmentladung

Von Rudolf Schade, Berlin-Siemensstadt

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium II der Siemenswerke)

Inhalt: Theoretische und experimentelle Untersuchung der Aufbauzeit einer Neonglimmentladung in Abhängigkeit von Temperatur, Primärstromstärke und Überspannung.

Wird an eine Gasentladungsstrecke eine Spannung gelegt, die größer als die Zündspannung ist, so dauert es immer eine meßbare Zeit, bis die Entladung zündet. Experimentelle Untersuchungen an Glimmentladungen haben eine statistische Verteilung dieser Zündverzüge ergeben, die auf die statistische Natur eines Elementarprozesses, nämlich der Erzeugung des ersten Elektrons, das die Entladung einleitet, zurückgeführt wurden.

Im Gegensatz hierzu wurden bei Messungen des Verfassers in Neon Entladungsverzögerungen beobachtet, die nicht statistisch verteilt waren und daher anderen Ursprungs sein mußten. Da meßtechnisch als Zündverzug immer nur diejenige Zeit erfaßt wird, die vergeht bis die Entladung eine bestimmte meßbare Stromstärke erreicht hat, lag es nahe, jene gleichbleibenden Zeiten dem Entwicklungsmechanismus der Entladung selbst zuzuschreiben unter der Annahme, daß in diesem Falle der statistische Zündverzug dagegen verschwindend klein sei. Eine in der Entwicklung der Entladung selbst liegende Verzögerungszeit kann durch Wandladungen hervorgerufen werden, und durch die Größe der Zeiten — bis zu einer Sekunde in der Nähe der Zündspannung — erschien diese Ursache zunächst als sehr wahrscheinlich. Als aber auch bei Elektrodenanordnungen, die den Einfluß von Wandladungen

ausschließen, z. B. bei koaxialen Zylinderelektroden, genau dieselben Erscheinungen auftraten, mußte angenommen werden, daß es sich hier um die Aufbauzeiten der Entladung selbst handelt.

Zur Bestätigung dieser Annahme wurde zunächst der Temperatureffekt gemessen. Ein Entladungsgefäß mit zylinderförmigen Kupferelektroden wurde mit Neon- und mit Wasserstoffüllung untersucht. In Wasserstoff traten statistische Zündverzüge auf, die bei Erhöhung der Temperatur um 200° sich um 1—2 Zehnerpotenzen änderten. In Neon dagegen, wo die gleichbleibenden Verzögerungszeiten auftraten, änderte sich bei derselben Temperaturveränderung die Verzögerungszeit nur um höchstens 10—20 v. H.

Eine anschauliche und auch quantitativ richtige Darstellung liefern die Townsendschen Vorstellungen über den Entladungsaufbau. In Neon von 10 mm Hg-Druck wird erst in der Größenordnung von 10^{-5} bis 10^{-4} Amp. die Raumladung der positiven Ionen so groß, daß sie merklich das Feld verzerrt und den weiteren Entladungsaufbau beschleunigt, und darum kann man ungefähr bis zu dieser Stromstärke die Entladung, die mit einem dunklen Vorstrom von 10^{-15} bis 10^{-10} Amp. beginnt, als reinen Townsendmechanismus behandeln. Damit wird aber der wesentlichste Teil der Aufbauzeit erfaßt; das zum Schluß auftretende Umkippen der Entladung in eine raumladungsbegünstigte Glimmentladung ist, wenigstens bei den normalen Elektrodenanordnungen, für die Gesamtzeit nicht von Bedeutung.

Townsend führt in seiner Theorie der Zündung folgende Größen ein:

α = Zahl der Ionenpaare, die ein Elektron pro cm Weg im Gasraum erzeugt,

β = Zahl der Ionenpaare, die ein positives Ion pro cm Weg im Gasraum erzeugt,

γ = Zahl der Elektronen, die ein positives Ion an der Kathode auslöst.

Für die Verhältnisse bei planparallelen Elektroden, die wir den folgenden Untersuchungen zugrunde legen, ergibt sich dann:

Ein an der Kathode startendes Elektron erzeugt im Mittel $e^{\alpha d}$ positive Ionen; die positiven Ionen kommen nach einer mittleren Laufzeit t_i an der Kathode an und erzeugen dort wieder $\gamma\,(e^{\alpha d}-1)$-Elektronen. Die Ionisation der positiven Ionen im Gasraum ist für den untersuchten Fall nicht von Bedeutung, es wurde β gegen γ vernachlässigt. $\mu = \gamma(e^{\alpha d}-1)$ ist der auch als Ionisierungsanstieg bezeichnete Vervielfachungsfaktor für ein Ionisierungsspiel und $\varepsilon = \mu - 1$ ist ein Maß für den Stromanstieg. Die Entwicklungsdauer des Dunkelstromes von der Größe I_0 bis zur Größe I_e wird also im wesentlichen durch die Laufzeit t_i und die Größe ε bestimmt sein. Unter der Voraussetzung, daß bei der Stromstärke I_e noch keine Raumladungserscheinungen auftreten, ergibt die Rechnung

$$t = \frac{t_i}{\varepsilon} \ln\left(1 + e\frac{I_e}{I_0}\right). \qquad (1)$$

Zur Prüfung dieser Gleichung wurde ein Rohr mit photoelektrischer Kathode gebaut, bei dem sich der Primärstrom durch Einstrahlung um drei Zehnerpotenzen verändern ließ. Gemessen wurde die Gesamtaufbauzeit einer Neon-Glimmentladung bei 10 mm Hg-Druck und in Abb. 1 als Funktion von $\log I_0$ aufgetragen. Es ergeben sich fallende Geraden, deren Neigung von der angelegten

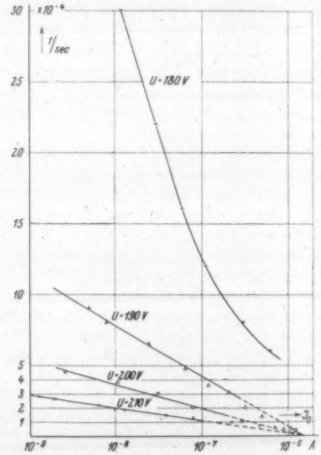


Abb. 1. Abhängigkeit der Aufbauzeit von der Primärstromstärke J_0

Spannung, d. h. von ε abhängt. Lediglich bei 180 Volt, 5 Volt oberhalb der Zündspannung, weicht die Kurve von der Geraden nach oben ab. Dies ist im Einklang mit Gl. (1), denn nur bei sehr kleinen Werten von ε, wie sie dicht oberhalb der Zündspannung auftreten, ist $\varepsilon \frac{I_e}{I_0}$ nicht groß gegen 1. Daß die logarithmischen Geraden anscheinend durch einen Punkt gehen, entspricht auch der Gl. (1).

In weit stärkerem Maße als von der Stromstärke I_0 hängt die Aufbauzeit von der angelegten Spannung ab, weil diese die Größe ε bestimmt. ε ist eine Funktion von α und γ, und zwar ist die Spannungsabhängigkeit im wesentlichen durch die Veränderung von α gegeben. Nimmt man für α die Townsendsche Näherung $\frac{\alpha}{p} = A\,e^{-\left(\frac{B}{\frac{\mathfrak{E}}{p}}\right)}$, eine Funktion, die experimentell recht gut bestätigt wurde,

so liefert die Rechnung für nicht zu große Überspannungen $U - U_0$:

$$t = \frac{a}{U - U_0} e^{\frac{b}{U}} \ln \left\{ 1 + \frac{a}{U - U_0} e^{\frac{b}{U}} \frac{I_e}{I_0} \right\} \cdot \quad (2)$$

Bei sehr kleinen Überspannungen wird t ungefähr umgekehrt proportional mit $U - U_0$ gehen. Erst bei größeren Überspannungen wird der exponentielle Ausdruck überwiegen.

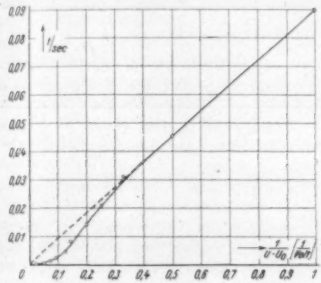


Abb. 2. Abhängigkeit der Aufbauzeit von der reziproken Überspannung $U-U_0$

Abb. 2 zeigt den typischen Verlauf einer solchen Meßreihe. Bei größeren Spannungen treten die erwarteten Abweichungen auf. Bei den Messungen wurde jedesmal mit Veränderung der Spannung auch der Vorwiderstand so geändert, daß sich immer

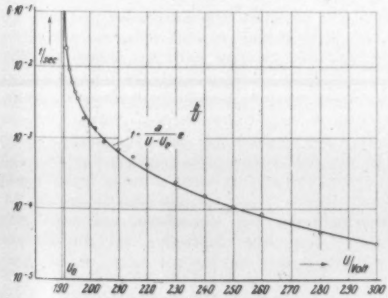


Abb. 3. Abhängigkeit der Aufbauzeit von der angelegten Spannung

derselbe Brennzustand der Röhre einstellte. Auch wurde durch immer genau gleiche Pausen- und Einschaltdauer dafür gesorgt, daß reproduzierbare Verhältnisse erreicht wurden, da ja bekanntermaßen die Zündspannung und mithin die Aufbauzeit von der Vorgeschichte des Rohres abhängen. Abb. 3 zeigt noch eine Meßreihe, bei der aus den beiden äußersten Meßpunkten die Konstanten der Funktion $t = \frac{a}{U - U_0} e^{\frac{b}{U}}$, die ja eine Näherung der Gl. (2) darstellt, berechnet wurden. Die ausgezogene Linie stellt diese berechnete Funktion dar. Eine absolute Wertberechnung der Aufbauzeiten läßt sich nur ungenau durchführen, da die Ionisierungszahlen, die exponentiell eingehen, zu wenig genau bekannt sind.

Der hier untersuchte funktionelle Zusammenhang von Aufbauzeit, Primärstromstärke und Spannung zeigt, daß die gemachten theoretischen Voraussetzungen richtig sind; für die Gesamtaufbauzeit der Glimmentladung ist die sich zum Schluß ausbildende positive Raumladung nicht von Bedeutung.

Ein ausführlicher Bericht über diese Versuche erscheint an anderer Stelle.

Zusammenfassung

Bei Untersuchungen über den Zündverzug von Glimmentladungen wurden unter geeigneten Bedingungen Entladungsverzögerungen beobachtet, die nicht statistisch verteilt waren und die Größenordnungen von 10^{-5} Sek. bis zu 1 Sek. umfaßten. Die rechnerische und experimentelle Untersuchung ergab, daß es sich hier um die Aufbauzeit der Glimmentladung handelt, deren Länge durch den Entwicklungsmechanismus des Vorstromes bedingt ist.

(Eingegangen am 22. September 1936)

Der Kathodenfall der Glimmentladung I

Von A. Gehrts, Berlin

(Mitteilung aus dem Reichspostzentralamt)

Inhalt: In früheren Untersuchungen wurde dargelegt, daß die Betrachtung des Kathodenfalls als Raumladedoppelschicht es ermöglicht, einen Einblick in die Entladungsvorgänge in gasgefüllten Glühkathodengleichrichtern und Quecksilberdampfgleichrichtern zu gewinnen. Eine ähnliche Betrachtungsweise erschließt auch die Gesetzmäßigkeiten des Kathodenfalles der Glimmentladung.

1. K. T. Compton und P. M. Morse[1]) versuchten die sich im Kathodenfallgebiet einer Glimmentladung abspielenden Vorgänge durch Aufstellung eines „Extrempostulates" dem Verständnis näher zu bringen. Nach diesem Postulat soll sich im normalen Kathodenfallraum die Potentialverteilung, das Feld einstellen, bei dem ein Elektron auf dem Wege von der Kathode durch das Fallgebiet mit möglichst geringem Energieverbrauch positive Ionen bildet. Um die Begründung und Erweiterung dieses Postulates haben sich M. Steenbeck[2]) und W. Rogowski[3]) bemüht und haben auch das Postulat

[1]) K. T. Compton u. P. M. Morse, Phys. Rev. **30** (1927), 305—317.

[2]) M. Steenbeck, Zeitschr. f. Phys. **53** (1929), 192 bis 197; **72** (1931), 505—510; Phys. Zeitschr. **33** (1932), 814; vgl. auch A. v. Hippel, Zeitschr. f. Phys. **76** (1932), 1—13.

[3]) W. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. **24** (1930), 679—690; **25** (1931), 552; **26** (1932), 643.

auf seine Brauchbarkeit als Grundlage zur Behandlung der Glimmentladungen untersucht. In einer sehr eingehenden Erörterung kommt jedoch W. Rogowski[4]) schließlich zu dem Ergebnis, daß kein Extrempostulat dieser Art über die bei der Behandlung der Glimmentladung bestehenden Schwierigkeiten hinweghelfen kann.

2. Wir müssen demnach versuchen, die Glimmentladung und insbesondere die Vorgänge im Kathodenfallgebiet unmittelbar zu erfassen. Hierbei können wir uns auf folgende durch verschiedene Forscher festgestellte Gesetzmäßigkeiten stützen:

a) Die Feldstärke E im anomalen Kathodenfall ist proportional dem Abstand x von der Grenze Plasma-Kathodenfallraum:

$$E = \frac{d\,U}{d\,x} = \text{const} \cdot x \,. \tag{1}$$

b) In demselben Gase ist die Dicke d_n des normalen Kathodenfallraumes proportional dem Druck p:

$$p \cdot d_n = \text{const} = C \,. \tag{2}$$

c) Für ein gegebenes Gas und einen gegebenen Kathodenwerkstoff ist die Stromdichte I_n im normalen Kathodenfall umgekehrt proportional dem Quadrat des Druckes:

$$\frac{I_n}{p^2} = \text{const} = D \,. \tag{3}$$

Wir wollen zunächst die aus der ersten dieser drei Gesetzmäßigkeiten sich ergebenden Folgerungen erörtern. Zweckmäßigerweise werden wir hierbei an die bekannten Vorgänge im Kathodenfallgebiet von Glühkathoden-Gasentladungen anknüpfen.

Wenn die Kathode einer Glühkathoden-Gasentladung imstande ist, einen Überschuß an Elektronen abzugeben, d. h. mehr, als wir zum Stromübergang benötigen, dann ist der Elektronenstrom an der Kathode durch Raumladung begrenzt. Da weiter erfahrungsgemäß an der Grenze Plasma-Kathodenfall die Feldstärke einen Wert nahe Null annimmt, so muß dort der positive Ionenstrom durch Raumladung begrenzt sein. Das Kathodenfallgebiet stellt in diesem Falle — in einer Edelgasentladung, in Abwesenheit negativer Ionen — eine Raumladedoppelschicht[5]) dar; der Anteil α der positiven Ionen am Stromübergang ist von der Größenordnung $\alpha = \sqrt{\frac{m_e}{m_p}}$ (m_e Masse des Elektrons, m_p Masse des positiven Ions). Da aber in der Glimmentladung die Kathode die Elektronen erst unter dem Zwange der auftreffenden positiven Ionen abgibt, so kann sich — wie bei den entsprechenden Vorgängen in Glühkathoden-Gasentladungen — vor der Kathode keine negative Raumladung[6]) befinden und es muß der Anteil α der positiven Ionen am Stromübergang unmittelbar vor der Kathode beträchtlich größer als der Wert $\sqrt{\frac{m_e}{m_p}}$ sein.

Von den Glühkathoden-Gasentladungen wissen wir, daß, wenn der Anteil α der positiven Ionen am Stromübergang größer als $\sqrt{\frac{m_e}{m_p}}$ ist, die Feldstärke an der Kathode durch den positiven Ionenstrom bestimmt ist. Hieraus können wir folgern, daß auch bei der Glimmentladung die Feldstärke an der Kathode durch den positiven Ionenstrom gegeben sein muß. Da die Geschwindigkeit der Elektronen in Richtung auf das Plasma zunimmt, die der positiven Ionen aber abnimmt, so werden wir weiter schließen, daß durch den positiven Ionenstrom auch der Feldverlauf im Kathodenfallgebiet festgelegt wird. Wir können also aus dem Verlauf des positiven Ionenstroms das Feld im Kathodenfallgebiet ermitteln oder auch von einem durch Messungen bekannten Feldverlauf ausgehen und den positiven Ionenstrom berechnen. Wir werden den letzteren Weg einschlagen und untersuchen, welche Annahmen über den Verlauf des positiven Ionenstromes der obigen Gesetzmäßigkeit $E = \frac{d\,U}{d\,x} = \text{const}\; x$ entsprechen. Hierbei brauchen wir nicht zwischen dem anormalen und dem normalen Kathodenfall zu unterscheiden; wir können den letzteren als Grenzfall des ersteren ansehen.

3. J. W. Ryde[7]) und A. Güntherschulze[8]) setzen bei der Berechnung des Stromes I, der das Kathodenfallgebiet durchströmt, voraus, daß der Strom überwiegend aus positiven Ionen besteht und an der Grenze Plasma-Kathodenfall durch Raumladung begrenzt wird. Darüber hinaus nimmt Ryde noch an, daß die positiven Ionen den Kathodenfallraum frei durchfallen und daß jedes positive Ion beim Auftreffen auf die Kathode dort q-Elektronen in Freiheit setzt. Es ist dann:

$$I = \text{const}\,(q+1) \cdot \frac{U_k^{3/2}}{d^2} \,, \tag{4}$$

wenn die Kathode und die Grenze Plasma-Kathodenfall als parallele Ebenen betrachtet werden (U_k Kathodengefälle, d Dicke der Kathodenschicht).

[4]) W. Rogowski, Zeitschr. f. Phys. **82** (1933), 473 bis 488.

[5]) A. Gehrts, Zeitschr. f. techn. Phys. **13** (1932), 303—308, 350—356; Phys. Zeitschr. **34** (1933), 870—876.

[6]) Die von E. Brose, Ann. d. Phys. **58** (1919), 731 bis 752, beobachtete Abnahme der Feldstärke im anomalen Kathodenfall unmittelbar vor der Kathode kann daher wohl kaum ihren Grund in einer dort befindlichen negativen Raumladung haben.

[7]) J. W. Ryde (Research Staff of the General El. Co. London), Phil. Mag. (6) **45** (Juni 1923), 1149—1155.

[8]) A. Güntherschulze, Zeitschr. f. Phys. **33** (1925), 810—830.

Die Größe q hängt vom Werkstoff der Kathode und von der Geschwindigkeit und Art der positiven Ionen ab. Ryde setzt für q die von Cheney ermittelten Werte ein und zeigt, daß dann zwar die obige Beziehung die von Aston[9]) durch Versuche festgestellte Proportionalität zwischen $d \cdot \sqrt{I}$ und U_k richtig wiedergibt, jedoch müßte hiernach das Potentialgefälle dU/dx im Dunkelraum proportional $x^{1/2}$ sein, während es gemäß der oben angegebenen Gesetzmäßigkeit proportional x sein soll. Der Ansatz von Ryde entspricht also nicht hinreichend den Vorgängen im Kathodenfallgebiet.

4. Eine bessere Annäherung an die Wirklichkeit erhalten wir, wenn wir zusätzlich berücksichtigen, daß nicht alle auf die Kathode auftreffenden positiven Ionen das ganze Kathodengefälle durchlaufen. Ein Teil von ihnen wird erst im Kathodenfallgebiet durch ionisierende Zusammenstöße der Elektronen erzeugt und nur der restliche Teil entstammt der Grenze Plasma-Kathodenschicht. Der positive Ionenstrom nimmt also ständig in Richtung auf die Kathode zu. Diese ständige Zunahme des positiven Ionenstromes durch die ionisierenden Zusammenstöße mit den Gasmolekülen muß eine schnellere Zunahme der Feldstärke in Richtung auf die Kathode zu (einen steileren Anstieg des Potentiales) bedingen.

Wenn in der Zeit und Volumeneinheit n positive Ionen der Ladung e neu gebildet werden, so ist[10]):

$$I_p = \int_0^d e \cdot n \cdot d\zeta \qquad (5)$$

die Dichte des positiven Ionenstromes, der auf die Fläche $x = d$ (Kathode) auftrifft, wenn $x = 0$ und $x = d$ die Flächen bezeichnen, zwischen denen positive Ionen erzeugt werden und $x = \zeta$ den Ort kennzeichnet, in dem das betreffende positive Ion entsteht. Die Raumladedichte hat dann den Betrag:

$$\varrho_p = \int_0^x e \cdot \frac{n\, d\zeta}{v_p}. \qquad (6)$$

Halten wir zunächst noch an der Annahme fest, daß alle positiven Ionen den Kathodendunkelraum frei durchfallen, so haben wir für die Geschwindigkeit v_p einzusetzen:

$$v_p = \sqrt{\frac{2e}{m_p}} \cdot \sqrt{(U_x - U_\zeta)}\,, \qquad (7)$$

wo U_x das Potential im Aufpunkt x ist und U_ζ das Potential an der Stelle $x = \zeta$, wo das positive Ion erzeugt wird, beides gegen die Grenze Plasma-Kathodenschicht ($U = 0$) gemessen. Da die Elektronen wegen ihrer viel größeren Geschwindigkeit keinen merkbaren Einfluß auf die Raumladung haben, so ist:

$$\frac{1}{4\pi}\frac{d^2U}{dx^2} = e\int_0^x \frac{n\, d\zeta}{v_p} = e\int_0^x \frac{n\, d\zeta}{\sqrt{\frac{2e}{m_p}} \cdot \sqrt{(U_x - U_\zeta)}}. \qquad (8)$$

Die Messungen lehren uns nun, daß $U = \text{const} \cdot x^2 = A \cdot x^2$ ist. Daraus folgt: $\frac{d^2U}{dx^2} = \text{const}$, d. h. unabhängig von x. Setzen wir dies in die obige Beziehung ein, so erhalten wir [mit J. J. Thomson[10])]:

$$I_p = \frac{1}{\pi^2}\sqrt{\frac{2e}{m_p}} \cdot \frac{U_k^{3/2}}{d^2} \qquad (9)$$

n, die Anzahl der in der Zeit- und Volumeneinheit erzeugten positiven Ionen, ist dann unabhängig von x; die Ionisation hätte also — im Widerspruch zu den Messungen — im ganzen Dunkelraumgebiet überall den gleichen Betrag.

J. J. Thomson begründet die Annahme, daß die positiven Ionen den Dunkelraum ohne Energieverlust durchfallen, mit dem Hinweis, daß zwar die Dicke d des Dunkelraumes ein Vielfaches ($d \sim 50\ l$) der mittleren freien Weglänge l der Ionen sei, daß jedoch die Größe l nur der Wärmebewegung entspreche, die Energie der Ionen aber etwa das 10^4fache der Wärmeenergie betrage und daß die freie Weglänge solcher Ionen vergleichbar mit der Fallraumdicke d sei, wenn man unter freier Weglänge die Strecke verstehe, die ein Ion zurücklegen könne, ohne daß seine Energie merkbar geschwächt werde. Folgerichtig müßten wir dann auch die mittlere freie Weglänge der Elektronen entsprechend ansetzen und diese könnten dann nicht mehr positive Ionen durch Stoß erzeugen, im Widerspruch zu den obigen Überlegungen und den Messungen. Wir müssen also die Annahme fallen lassen, daß die positiven Ionen den Dunkelraum frei durchfallen.

5. In der Tat kann die Annahme, daß die positiven Ionen das Kathodenfallgebiet in der Glimmentladung frei durchfallen, bei Überprüfung der vorliegenden Beobachtungen nicht aufrecht erhalten werden. Alle Messungen zeigen uns, daß die Dicke d des Kathodenfallraumes in der Glimmentladung mehrere ($5 \ldots 20$) freie Elektronenweglängen beträgt. Da die freie Weglänge l des Ions $4 \cdot \sqrt{2}$ kleiner als die des Elektrons ist, müssen wir umsomehr mit zahlreichen Zusammenstößen zwischen den positiven Ionen und den neutralen Gasmolekülen bzw. -atomen im Kathodenfallraum rechnen. Sind diese Zusammenstöße vollkommen unelastisch,

[9]) F. W. Aston, Proc. Roy. Soc. London (A) **79** (1907), 80—95; **87** (1912), 437—451; F. W. Aston u. H. E. Watson, Proc. Roy. Soc. London (A) **86** (1912), 168—180.

[10]) J. J. Thomson u. G. P. Thomson, Conduction of electricity through gases. 3. Aufl. Bd. II. (1933), 300.

dann hätten wir bei der Berechnung des übergehenden Ionenstromes, wenn alle positive Ionen der Grenze Plasma-Kathodenschicht entstammen, die Raumladegleichung:

$$I = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m_p}} \cdot \frac{U_k^{3/2}}{d^2} \tag{10}$$

durch die Gleichung[11]) zu ersetzen:

$$I = \sqrt{\frac{3}{64\pi}} \cdot \left(\frac{10}{9}\right)^{3/2} \cdot \sqrt{\frac{e}{m_p}} \cdot \frac{U_k^{3/2}}{d^{3/2}} \cdot \tag{11}$$

Es würde dU/dx proportional $x^{3/2}$ sein.

Nun müssen wir aber noch berücksichtigen, daß ein Teil der auf die Kathode auftreffenden positiven Ionen erst im Kathodenfallgebiet durch ionisierende Stöße der Elektronen erzeugt wird. Da die positiven Ionen ihre Energie nach kurzen Wegstrecken bei Zusammenstößen mit den Gasmolekülen einbüßen, können wir für alle Ionen in einem bestimmten Aufpunkt im Mittel die gleiche Geschwindigkeit annehmen, die im Falle vollkommen unelastischer Stöße den Betrag hat:

$$v_p = k \cdot \sqrt{\frac{dU}{dx}} \cdot \tag{12}$$

Es folgt dann:

$$\left.\begin{aligned} I_p &= \int_0^d e \cdot n_{(x)}\, dx\,, \\ \varrho_p &= \int_0^x e \frac{n_{(x)}\, dx}{v_p}\,, \\ \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{d^2U}{dx^2} &= \frac{e}{v_p} \int_0^x n_{(x)}\, dx = \frac{e}{k\sqrt{\frac{dU}{dx}}} \int_0^x n_{(x)}\, dx\,. \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

Die linke Seite der Gleichung muß, da nach den Messungen $\frac{dU}{dx} = \text{const} \cdot x$ ist, von x unabhängig sein. Hieraus folgt für die rechte Seite:

$$\int_0^x n_{(x)}\, dx = B \sqrt{\frac{dU}{dx}} = B\sqrt{2A} \cdot \sqrt{x}$$

oder

$$n_{(x)} = \frac{\text{const}}{\sqrt{x}} \cdot \tag{14}$$

Die meisten positiven Ionen, soweit sie nicht dem Plasma entstammen, werden also in Gebieten erzeugt, die der Grenze Plasma-Kathodenfall unmittelbar benachbart sind. Eine solche Verteilung der Ionenerzeugung im Kathodenfallraum steht im Einklang mit den Beobachtungen.

6. Nehmen wir dagegen an, daß die Zusammenstöße zwischen den positiven Ionen und den neutralen Gasmolekülen im Kathodenfallraum vollkommen elastisch verlaufen, dann erhalten[12]) wir für die Geschwindigkeit der positiven Ionen den Betrag:

$$v = \frac{l}{2} \sqrt{\frac{e}{m_p}} \cdot \frac{dU}{dx} \cdot \sqrt{U} \tag{15}$$

und für den positiven Ionenstrom, wenn sämtliche Ionen im Plasma entstehen:

$$I_p = \frac{l\sqrt{2}}{4\pi} \cdot \sqrt{\frac{e}{m_p}} \cdot \frac{U_k^{3/2}}{d^3} \cdot \tag{16}$$

Bei konstantem positiven Ionenstrom I_p ist hier unmittelbar dU/dx proportional x und wir brauchen, um den durch diese Beziehung gekennzeichneten Feldverlauf zu berechnen, nicht anzunehmen, daß positive Ionen im Kathodenfallraum erzeugt werden. Da jedoch alle Beobachtungen erkennen lassen, daß positive Ionen auch im Kathodenfallraum entstehen, so müssen wir schließen, daß die Zusammenstöße zwischen den positiven Ionen und den neutralen Gasmolekülen im Kathodenfallraum — zumindest in überwiegender Menge — wie vollkommen unelastische Stöße verlaufen.

Zusammenfassung

Nach den von verschiedenen Seiten vorgenommenen Messungen ist die Feldstärke im Kathodenfallraum proportional dem Abstand von der Grenze Plasma-Kathodenfallgebiet. Aus dieser Gesetzmäßigkeit wird gefolgert, daß die positiven Ionen den Kathodenfallraum nicht frei durchfallen können, daß vielmehr zahlreiche Zusammenstöße zwischen ihnen und den neutralen Gasmolekülen stattfinden. Da nach den Beobachtungen mit einer — wenn auch geringen — Erzeugung von positiven Ionen im Kathodenfallraum zu rechnen ist, so folgt weiter aus dem gemessenen Feldverlauf, daß die Zusammenstöße zwischen den positiven Ionen und den neutralen Gasmolekülen vollkommen unelastisch verlaufen müssen und daß die Ionenerzeugung im Kathodenfallraum vorwiegend in Gebieten stattfindet, die der Grenze Plasma-Kathodenschicht unmittelbar benachbart sind.

[11]) K. T. Compton, Phys. Rev. **21** (1923), 266—291, insb. 274.

[12]) O. W. Richardson u. Cl. B. Bazzoni, Phil. Mag. **32** (1916), 432—440.

(Eingegangen am 15. Oktober 1936)

Über die Brennfeldstärke in der Säule von Entladungen in leichtem und schwerem Wasserstoff

Von Max Steenbeck, Berlin

Inhalt: Entladungen in isotopen Gasen lassen den Einfluß der Ionenmasse erkennen. Untersuchung der Glimmsäule in H_2 und D_2 stehen im Einklang mit der Diffusionstheorie.

Unsere Kenntnis von den Vorgängen in Gasentladungen gestattet in vielen Fällen, recht weitgehende Voraussagen über die Eigenschaften einer Entladung lediglich aus der Kenntnis der äußeren Entladungsbedingungen und der beteiligten Atomkonstanten zu machen. Verhältnismäßig am leichtesten im Experiment nachzuprüfen sind von den Aussagen der Theorie diejenigen, die sich auf eine Abhängigkeit der Entladungseigenschaften vom Gasdruck, den äußeren Abmessungen der Entladungsstrecke und etwa noch vom Entladungsstrom erstrecken; denn dabei läßt es sich meist erreichen, daß von den zahlreichen unabhängigen Bestimmungsstücken des Entladungsvorganges wesentlich nur eine einzige Größe geändert wird, so daß deren Einfluß auf die Entladung also einigermaßen klar hervortritt. Dagegen ist eine Prüfung unserer Vorstellungen etwa über den Einfluß der Gasart nur sehr viel ungenauer möglich; denn beim Ersatz eines Gases durch ein anderes werden meist mehrere wichtige, in die Theorie eingehende Größen gleichzeitig geändert — wie etwa die Ionisierungs- und Anregungsspannungen, die freie Weglänge, die Trägerbeweglichkeiten usw. Wenn in einem solchen Fall experimentell eine Abweichung von der Theorie beobachtet wird, so ist es also nicht sicher zu entscheiden, welche dieser vielen Gaseigenschaften nun von der Theorie falsch berücksichtigt wurde.

Es gibt heute wohl nur einen Fall, wo beim Übergang von einem Gas auf ein anderes von den Gasgrößen wesentlich nur eine einzige geändert wird: das ist der Ersatz des leichten Wasserstoffes durch den schweren. Auch ohne Vorliegen genauer Messungen über die Anregungs- und Ionisierungsfunktionen und den Ramsaueffekt in schwerem Wasserstoff wird man wohl annehmen dürfen, daß hierbei die Unterschiede viel kleiner sind als in den Massen. Man wird daher etwa beobachtete Unterschiede zwischen sonst gleichen Entladungen in H_2 und D_2 in erster Näherung nur auf eine Änderung der Masse der beteiligten neutralen und ionisierten Gasteilchen zurückführen dürfen, die sich vor allem in einer Änderung von Diffusionskoeffizient bzw. Beweglichkeit äußert. Ob unsere theoretischen Vorstellungen die Abhängigkeit der Entladungseigenschaften von diesen beiden eng miteinander gekoppelten Größen richtig wiedergeben, muß sich also durch Beobachtung von Entladungen in H_2 und D_2 entscheiden lassen.

Die von der Theorie vorausgesagten Unterschiede zwischen diesen beiden Entladungen sind dabei für die einzelnen Entladungsgebiete durchaus verschieden. Wenn man z. B. zwei gleiche Entladungsgefäße mit leichtem bzw. schwerem Wasserstoff von gleichem Druck füllt und in ihnen Glimmentladungen mit gleicher Stromstärke unterhält, so ist zu erwarten, daß der Kathodenfall nur im Gebiet normaler Entladungen in beiden Fällen die gleiche ist; bei anormalen Entladungen dagegen soll der Spannungsbedarf für das Kathodengebiet in schwerem Wasserstoff größer sein als in leichtem, während sich umgekehrt der Spannungsbedarf der positiven Säule in schwerem Wasserstoff stets kleiner ergeben müßte als in leichtem Wasserstoff. Auch die Größe des Unterschiedes läßt sich abschätzen; er hängt natürlich von den Entladungsbedingungen ab, muß aber in manchen Fällen mit größenordnungsgemäß 10 v. H. bequem meßbar sein. Wir haben daher für einen der genannten Fälle, nämlich für den Spannungsbedarf der positiven Säule oder genauer für die Längsfeldstärke in der Säule, die beiden Entladungen untersucht und in der Tat eine Absenkung beim Übergang von H_2 auf D_2 gefunden.

Kurz angedeutet ist der von der Theorie angegebene Grund für die Brennspannungsabsenkung in der Säule folgender: Es muß sich in einer stationären Entladung die Säulenfeldstärke gerade in solcher Höhe einstellen, daß die in die Längeneinheit der Säule eingeführte Energie — das ist Säulenfeldstärke mal Entladungsstrom — gerade ausreicht, um die auf der Längeneinheit der Säule durch irgendwelche Vorgänge verlorengehenden Ladungsträger durch Neuionisation wieder nachliefern zu können. Je größer also die Verluste an Ladungsträgern sind, um so stärker muß die Neuerzeugung, um so höher also die Säulenfeldstärke sein. Nach Schottky ist nun ein wesentlicher, wenn nicht ausschlaggebender Verlustposten für die Ionen in der Säule ihr Eingefangenwerden von der Wand des Entladungsgefäßes; dabei diffundieren die Ionen aus der Säulenmitte in einem Konzentrationsgefälle an die Wand, wo sie dann kleben bleiben und sich mit entgegengesetzt geladenem Träger rekombinieren. Je größer also der Ionendiffusionskoeffizient der Ionen ist, um so mehr Ionen wandern an die Wand und gehen der Entladung verloren, um so mehr Ionen müssen nachgeliefert werden, um so höher muß also die Säulenfeldstärke werden. Wenn man nun die Entladungsbedingungen so ändert, daß im Mittel die Lebensdauer der Ionen in beiden Entladungen wieder gleich wird, so gehen gleichviel Ionen verloren; es müssen also auch gleichviel durch Neuerzeugung nachgeliefert werden; dann werden sich also gleiche Feldstärken in beiden Rohren einstellen. Nun ist die Lebensdauer der Ionen $\sim R^2/D$, wobei R = Rohrradius und D der Diffusionskoeffizient ist.

Da $D_{D_2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot D_{H_2}$, müssen bei Forderung nach gleicher Lebensdauer die Radien geändert werden wie $R_{H_2} = \sqrt{2} \cdot R_{D_2}$, um bei gleichbleibendem Gasdruck zur gleichen Feldstärke zu führen. — Auf ganz ähnliche Beziehungen wie hier für die Längsfeldstärke der Säule angedeutet, kommt man bei der Durchrechnung der sich in der Entladung einstellenden Elektronentemperatur.

Die Messung von Säulenfeldstärke und Elektronentemperatur geschah in der üblichen Weise mit Langmuirschen Sonden und durch Längenänderung der Säule durch Verschiebung der Anode. Das für beide Wasserstoffarten benutzte Entladungsgefäß, ebenfalls in bekannter Weise sorgfältig entgast und gegen Quecksilberdampf geschützt, hatte einen lichten Durchmesser von 20 mm; die Säulenlänge war etwa 30 cm. Auf kleines Totvolumen hinter den Elektroden und in den Manometerleitungen war geachtet. Der leichte Wasserstoff wurde elektrolytisch, der schwere durch Zersetzung von schwerem Wasser an glühendem Wolfram hergestellt und beide nacheinander durch zweimalige Diffusion durch ein elektrisch geheiztes Palladiumrohr eingefüllt. Der durchgemessene Strombereich war 10—100 mA, der Druckbereich 0,2—6 Torr, an einem durch eine flüssige-Luftfalle vom Entladungsgefäß getrennten Quecksilbermanometer mit Kathetometer gemessen. Die bei der Entladung am Glasrohr auftretenden Übertemperaturen wurden mit einem Thermoelement gemessen und bei der Gasdichteberechnung berücksichtigt, ebenso wie eine geringe, aus der umgesetzten Leistung errechnete Übertemperatur im Gasinnern.

Abb. 1 zeigt das erhaltene Endergebnis für die Säulenfeldstärke in H_2 und D_2, wobei in üblicher Weise als Abszisse der auf Zimmertemperatur reduzierte Gasdruck, multipliziert mit dem Rohrradius, als Ordinate das Verhältnis Säulenfeldstärke/reduziertem Gasdruck aufgetragen ist. Die zur Angabe der Meßgenauigkeit eingetragenen Meßpunkte beziehen sich sämtlich auf den schweren Wasserstoff; um das Bild nicht zu verwirren, sind die mit ähnlicher Streuung um die obere Kurve liegenden Meßpunkte für den leichten Wasserstoff fortgelassen. In den Meßpunkten sind Stromwerte von 10 bis 100 mA berücksichtigt; daß diese sich alle um eine einzige Kurve gruppieren, zeigt das auch sonst bekannte Ergebnis, daß in diesem Strombereich die Feldstärke — nach Berücksichtigung von Gasdichteänderungen — vom Entladungsstrom kaum abhängt, wie es auch die Diffusionstheorie der Säule erwarten läßt. Die Absolutwerte der Feldstärken in H_2 stimmen bis etwa 4 Torr × cm hinauf mit den bisherigen Messungen (Holm, Güntherschulze) einigermaßen überein; dann ist das weitere Absinken hier langsamer.

Wichtiger als diese Absolutwerte ist für uns die Tatsache, daß die Feldstärke in D_2 tatsächlich stets kleiner ist als in H_2; kein einziger Meßpunkt für D_2 liegt oberhalb der mittleren H_2-Kurve. Die Absenkung ist außerdem von der erwarteten Größe. Vergleicht man zwei Entladungen, bei denen das Radienverhältnis $R_{H_2} : R_{D_2}$ gleich $\sqrt{2}$ ist, vergrößert man also etwa die Abszissen der D_2-Kurve auf das $\sqrt{2}$fache, so fallen die beiden Kurven in der Tat praktisch vollkommen zusammen. — Die Messungen der Elektronentemperatur ergaben ebenfalls eine Bestätigung der Erwartungen; doch sind diese Messungen wesentlich stärker störungsanfällig und ergaben deswegen eine größere Streuung der Meßpunkte.

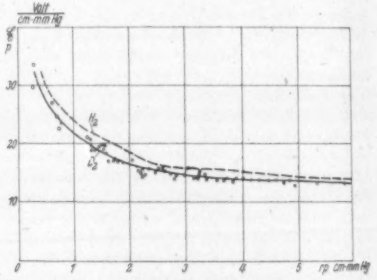


Abb. 1. Glimmentladung
Säulenfeldstärke in leichtem und schwerem Wasserstoff

Zusammenfassung

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß das Ergebnis der Versuche in vollständiger Übereinstimmung steht mit dem Ergebnis der Diffusionstheorie der Säule, wenn man in den dort eingehenden Formeln lediglich die Masse verdoppelt.

(Eingegangen am 30. September 1936)

Die Kennlinie des Niedervoltbogens in Argon

Von H. Kniepkamp, Berlin-Siemensstadt

(Mitteilung aus dem Siemens-Röhren-Werk zu Berlin-Siemensstadt)

(Hierzu Tafel XI)

Inhalt: Die Kennlinie des Niedervoltbogens. Bogenspannung und Grenzstrom des nichtschwingenden Bogens; Einfluß von Gasdruck, Elektrodenabstand und Kathodentemperatur. Der schwingende Teil der Niedervoltbogenkennlinie.

Der Niedervoltbogen, die Entladungsform der meisten Glühkathodengleichrichter mit Edelgas, ist bezüglich seiner Kennlinie und der auf sie wirkenden Einflüsse der Entladungsgrößen bisher wenig untersucht worden. Die meisten Arbeiten auf diesem Gebiete befassen sich mit dem Problem des Ent-

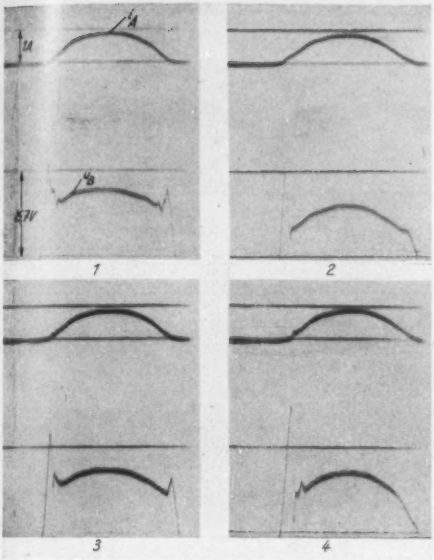


Abb. 5.
Wechselspannungsoszillogramme bei verschiedenen Drucken und Elektrodenabständen

Erklärung zu Abb. 5

Osz.-Nr.	p	d
1	0,5 Torr	5 mm
2	5,5 „	5 „
3	0,5 „	20 „
4	5,5 „	20 „

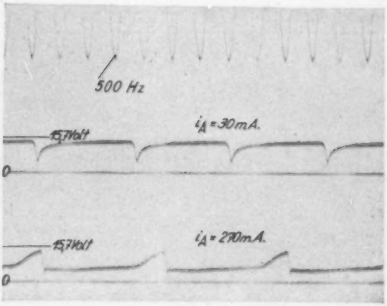


Abb. 8.
Schwingender Niedervoltbogen. Bogenspannung u_B bei verschiedenen Entladungsströmen i_A

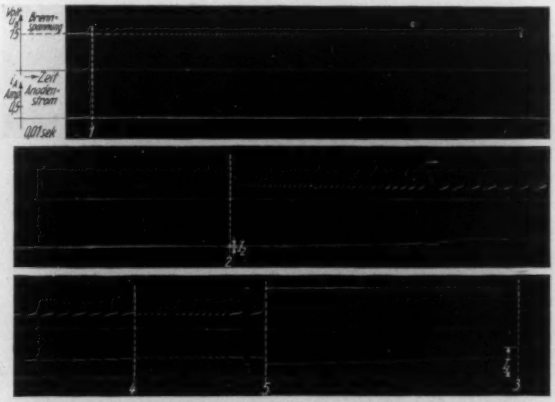


Abb. 7. Stromabhängigkeit der Frequenz des schwingenden Niedervoltbogens

ladungsmechanismus, des Raumladungsaufbaues und der Erklärung des Auftretens von Bogenspannungen, die schwingungsfrei unter der ersten Anregungsspannung des Gases liegen[1]). Für die technische Ausnutzung des Niedervoltbogens interessieren aber darüber hinaus besonders die Fragen, die sich auf die Form und Konstanz der Bogenkennlinie und ihre Abhängigkeit von bestimmten Versuchsgrößen beziehen.

Wir haben solche Messungen an Oxydkathoden, wie sie in technischen Gleichrichterröhren benutzt werden, ausgeführt und dabei als Versuchsparameter die Kathodentemperatur, den Füllgasdruck und den Elektrodenabstand verändert. Ein wichtiger weiterer Parameter wäre die Aktivität der Glühkathode, die durch die Konstanten der Richardsonschen Gleichung gegeben ist. Bekanntlich ist diese Größe aber

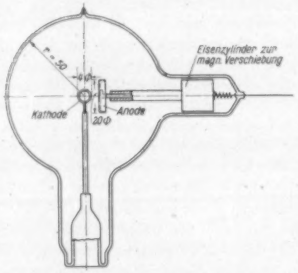


Abb. 1. Versuchsröhre

bei Oxydkathoden zahlenmäßig so schwer einzustellen, daß sie als Versuchsvariable wegfiel. Wir glauben, die Aktivitätsunterschiede durch Benutzung von serienmäßig nach genau eingehaltenen und alle vorliegenden Erfahrungen auf diesem Gebiet berücksichtigenden Herstellungsvorschriften angefertigten Kathoden in genügend engen Grenzen gehalten zu haben, so daß sie die Allgemeingültigkeit der Versuchsergebnisse kaum beeinflußt haben dürften.

Die Entladungsstrecke der Versuchsröhre bestand aus einer wendelförmigen Oxydkathode (Heizspannung 2 Volt) und einer scheibenförmigen Metallanode, die senkrecht zur Wendelachse verschiebbar war, und befand sich in einem kugeligen Glasgefäß von 100 mm Durchmesser. Die genauen Maße gehen aus Abb. 1 hervor. Füllgas war Argon, auf dessen Reinigung besonderer Wert gelegt wurde. Die Gleichstromversuche wurden mit Akkumulatoren als Spannungsquelle ausgeführt. Wechselstromversuche brachten keine prinzipiellen Abweichungen von den Ergebnissen der Gleichstromversuche, die im folgenden allein herangezogen werden sollen.

[1]) K. T. Compton u. C. Eckart, Phys. Rev. **25** (1925), 139; M. J. Druyvesteyn, Zeitschr. f. Phys. **64** (1930), 930.

I. Die Stromspannungskennlinie des Niedervoltbogens

Die typische Form der Kennlinie, die bei Veränderung des Bogenstromes durch den Ohmschen Widerstand des Entladungskreises gemessen wurde, zeigt die Kurve *a* der Abb. 2. Sie zeigt einen Bereich (*C D*) nahezu stromunabhängiger stabiler Bogenspannung unterhalb der untersten Anregungsspannung (bei 7 Volt). Dieser Bereich wird nach oben begrenzt durch die Sättigungsstromstärke der Glühkathode; mit Überschreitung dieses Stromwertes, der bei Wolframkathoden ziemlich genau, bei Oxydkathoden dagegen aus bekannten Gründen verhältnismäßig ungenau definiert ist, steigt die Bogenspannung rasch bis über die Ionisierungsspannung an. Dieser Anstieg ist in der Abbildung nicht mehr enthalten. An der unteren Grenze des Bereiches stabiler Niedervoltbogenentladung steigt

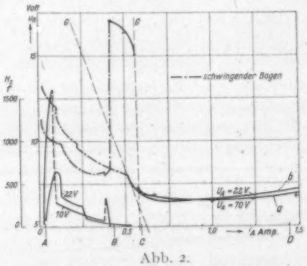


Abb. 2.
Stromspannungskennlinie des Niedervoltbogens (Argon).
Frequenz des schwingenden Bogens

die Bogenspannung ebenfalls plötzlich an und geht unstetig nach Werten über, die in der Nähe der Ionisierungsspannung liegen (*B C*). Der Spannungssprung erfolgt längs der Geraden *G*, deren Neigung durch den Ohmschen Widerstand des Kreises bestimmt wird („Widerstandsgerade"). Bei weiterer Verkleinerung ändert sich die Bogenspannung wieder unstetig nach niederen Werten, die Entladung ist nun aber nicht mehr stabil, sondern Strom und Spannung schwingen periodisch in einer Frequenz, die vom mittleren Entladungsstrom abhängig ist. Das Gebiet des schwingenden Niedervoltbogens [*A B*, strichpunktierte Kennlinie[2])], das unten noch näher besprochen werden soll, wird nach sehr kleinen Strömen hin wieder begrenzt durch ein stabiles Entladungsgebiet mit hoher Brennspannung. In diesem Gebiet ist die Raumladungswirkung noch so gering, daß keine Feldverzerrungen durch sie eintreten.

Die Kennlinie *b* (Abb. 2) ist mit geringerer Batteriespannung und damit mit kleineren Ohmschen

[2]) Die aufgetragenen Strom- und Spannungswerte sind in diesem Gebiet Gleichstrom- bzw. Gleichspannungsmittelwerte.

Widerständen aufgenommen. Sie zeigt denselben Verlauf, nur geht der Spannungssprung entlang der Widerstandsgeraden nicht in das Gebiet hoher stabiler Bogenspannung, sondern entsprechend der geringeren Neigung von G sofort in das schwingende Gebiet.

Der Kennlinienbereich des schwingenden Niedervoltbogens schließt sich also an den des nicht schwingenden Bogens nach kleinen Strömen hin an. Bei genügend großer äußerer Spannung und damit genügend großem Vorwiderstand steigt die Bogenspannung an der unteren Stromgrenze des nicht schwingenden Niedervoltbogens auf Werte über der Ionisierungsspannung an, bevor sie — bei abnehmendem Strom — auf den niederen Mittelwert der dynamischen Kennlinie des schwingenden Niedervoltbogens sinkt.

II. Einfluß von Gasdruck, Elektrodenabstand und Kathodentemperatur auf die Kennlinie des nicht schwingenden Bogens

Um das Versuchsergebnis übersichtlich zu machen, soll in folgendem der Einfluß der genannten Entladungsparameter auf zwei die Kennlinie charakterisierende Größen, nämlich die Bogenspannung u_B

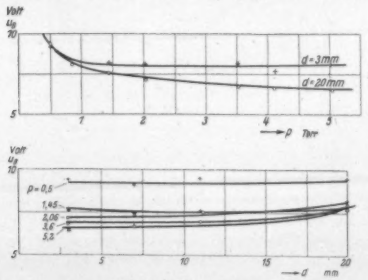


Abb. 3. Bogenspannung in Abhängigkeit von Druck und Abstand (Oxydkathode)

im Gebiet stromunabhängiger Niedervoltbogenspannung bei einem konstanten Strom und den unteren Grenzstrom i'_A, bei dem die Bogenspannung plötzlich ansteigt, aus dem gemessenen Versuchsmaterial herausgezogen werden.

Bogenspannung u_B des nicht schwingenden Bogens. Die Abhängigkeit der Bogenspannung u_B vom Druck p, wie sie bei unseren Versuchen gemessen wurde, zeigt Abb. 3a. Die Messungen beschränkten sich im wesentlichen auf Bereiche von p und d, die in der Technik der Glühkathodengleichrichter vorwiegend eine Rolle spielen, d. h. p zwischen 0,2 und 20 Torr, d zwischen 3 und 20 mm. Der Entladungsstrom betrug konstant 2 A (ungefähr 100 mA/Watt). Man erkennt einen Abfall der Bogenspannung mit steigendem Druck bei Drucken unter 1 Torr, und oberhalb dieses Druckes im wesentlichen Konstanz über einen weiten Bereich bei etwa 7—8 Volt. In der Abbildung geht der Druckbereich nur bis 5 Torr, es wurde aber noch bis über 20 Torr annähernde Konstanz der Bogenspannung festgestellt. Dies steht auch im Einklang mit kürzlich veröffentlichten Messungen von Druyvesteyn[3]) am Niedervoltbogen in Argon, der einen Wiederanstieg der Bogenspannung erst oberhalb von 20 Torr gefunden hat. Bei so hohen Drucken findet schon merkbare Einschnürung der Säule statt und die Ansatzfläche des Bogens an der Kathodenoberfläche schrumpft zusammen, so daß an dieser Stelle die ansteigende Stromdichte in die Größe der Sättigungsemission kommt, womit ein Anstieg der Bogenspannung verbunden ist. Je heißer die Kathodenoberfläche, um so geringer ist die Dichte in ihrer Umgebung und um so weniger findet eine Einschnürung der Entladung in der Nähe der Kathode statt. Der Anstieg der Bogenspannung müßte also dann auch erst bei größeren Drucken als an einer kälteren Kathode stattfinden. Druyvesteyn findet bei einer Oxydkathode von 1500° K einen Bogenspannungsanstieg bei $p > 20$ Torr, bei einer Wolframkathode von 2900° K einen solchen bei $p > 50$ Torr. Vielleicht ist dieser Unterschied in der genannten Weise zu erklären.

Den Einfluß des Kathoden-Anodenabstandes auf die Bogenspannung zeigt Abb. 3b. Hier ist zwischen 3 und 20 mm, dem technisch für Gleichrichter wichtigen Bereich, nur eine sehr schwache Abhängigkeit in dem Sinne festzustellen, daß die Bogenspannung mit wachsendem Abstand ansteigt. Bei größeren Abständen als etwa 20 ... 30 mm steigt sie rascher an; wir möchten dies vor allem auf Wandwirkungen zurückführen, die sich in steigendem Maße bemerkbar machen, wenn der Elektrodenabstand in die Größe des Wandabstandes kommt. Der Trägerverlust zur Wand nimmt dann so stark zu, daß eine Erhöhung der Bogenspannung die Folge ist.

Der Einfluß von p und d auf die Bogenspannung wurde auch an reinen Wolframkathoden untersucht, um festzustellen, ob die Kathodenart von Bedeutung ist. Wie die Abb. 4a und 4b, in denen solche Messungen wiedergegeben sind, zeigen, ist das aber nicht der Fall, es finden sich dieselben Verhältnisse wie in den Versuchen mit Oxydkathode vor.

Abb. 5 (Tafel XI) zeigt einige Wechselstromoszillogramme, die an einer anderen, ähnlich gebauten Entladungsstrecke bei verschiedenem Druck und Abstand aufgenommen worden sind. Die Oszillogramme zeigen den Strom- und Spannungsverlauf an der Entladungsstrecke bei 50 periodischer äußerer Wechselspannung und Ohmschem Vorwiderstand. In diesen

[3]) M. J. Druyvesteyn, Physica **3** (1936), 724.

Spannungskurven ist das Ergebnis der Gleichstromversuche, wie man sieht, enthalten. Abweichungen dürften voraussichtlich erst bei Wechselspannungsfrequenzen von einigen hundert bis tausend Hz auftreten, bei denen die Trägheit der Entladung (Raumladungsausgleich durch Diffusion) gegenüber den äußerlich bedingten Stromänderungen merkbar wird.

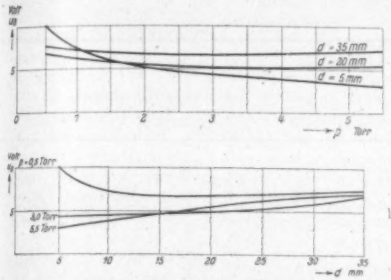


Abb. 4. Bogenspannung in Abhängigkeit von Druck und Abstand (Wolframkathode)

Eine Änderung der Kathodentemperatur T bewirkt, wie die Abb. 6 zeigt, in dem untersuchten Temperaturbereich zwischen etwa 950 und 1150° C (Oxydkathode) eine Erniedrigung der Bogenspannung u_B. An den Kurven der Abb. 6 ist der jeweils konstant gehaltene Heizstrom als Maß für die

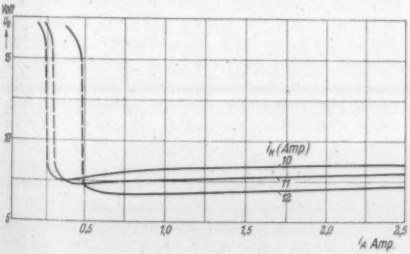


Abb. 6. Kennlinien bei verschiedenen Heizströmen

Temperatur vermerkt. Diese Herabsetzung der Bogenspannung dürfte im Einklang mit der Theorie des Niedervoltbogens, wie sie sich aus den Arbeiten von Compton und Eckart und von Druyvesteyn entnehmen läßt, stehen, denn es müßte im Sinne dieser Theorie für die Entstehung des Niedervoltbogens um so günstiger sein, je größer die Anzahl schneller Elektronen an der Kathodenoberfläche ist. Bis zu welchen minimalen Bogenspannungen man durch Erhöhung der Temperatur kommen kann, wurde nicht untersucht. Zweifellos können andere Effekte, z. B. Gasdichteänderung, Änderung des Abstandes des Potentialmaximums vor der Kathode, den hier beobachteten Einfluß der Temperatur entgegenwirken und ihn schließlich überwiegen, so daß das vorliegende Ergebnis zunächst nur auf den untersuchten Temperaturbereich und auf die benutzte Kathodenform beschränkt werden muß.

Änderungen von Druck und Elektrodenabstand üben, wie die Versuche zeigen, in weiten Grenzen nur geringfügigen Einfluß auf die Bogenspannung aus. Offenbar ist also wie bei dem selbständigen Niederdruckbogen auch beim Niedervoltbogen der Charakter der Entladung vorwiegend durch die Raumladungs- und Feldverhältnisse an der Kathode bestimmt, während sich von der Anode zur Kathode hin ein Gebiet geringer Feldstärke — wie in der Säule der normalen Bogenentladung — erstreckt. Die Sondenmessungen von Eckart und Compton, die durch die gleichen Messungen von Druyvesteyn und von Richter[4]) bestätigt wurden, haben gezeigt, daß sich im Niedervoltbogen vor der Kathode ein Potentialmaximum in Höhe der Ionisierungs- oder untersten Anregungsspannung des Füllgases befindet und daß sich an dieses Potentialmaximum nach der Anode hin ein Gebiet geringer Feldstärke umgekehrten Vorzeichens anschließt. Nur solche Faktoren, die das Zustandekommen des notwendigen Raumladungsmaximums vor der Kathode stören können, können auf die Bogenspannung merkbaren Einfluß haben. Das ist:

1. Ein zu geringer Entladungsstrom und damit eine im Vergleich zum Trägerverlust nach den Seiten hin zu geringe Gesamtionisation.

2. Eine im Vergleich zur Sättigungsemission zu große Entladungsstromdichte an der Kathode. (Flasche Dimensionierung der Kathode, bei Oxydkathoden auch Inaktivität.) In diesem Fall ist stärkere Stoßionisation im Raum notwendig, um die vom Entladungsstrom geforderten Elektronen zu schaffen, die im anderen Falle aus der negativen Raumladung der Glühkathode stammen und durch eine geringe, kompensierende Zahl von positiven Ionen befreit werden können.

3. Zu geringe Gasdichte vor der Kathode, entweder infolge zu geringen Füllgasdruckes oder aber zu hoher Kathodentemperatur, wodurch das Raumladungsmaximum abgeflacht werden muß. Nach den Versuchen findet dieser Einfluß erst bei verhältnismäßig sehr niedrigen, unterhalb der in der Technik meist verwendeten Gasdrucke statt. Hierbei spielt auch die Beweglichkeit der positiven Ionen, d. h. also die Gasart, eine Rolle.

4. Kompensation der positiven Ionen durch negative Ionen, wie sie bei Verunreinigung des Gasinhaltes durch elektronegative Gase leicht stattfindet. Dieser bekannte Störeffekt macht bei allen Versuchen mit Niedervoltbögen eine besonders sorg-

[4]) E. F. Richter, Zeitschr. f. techn. Phys. **17** (1936), 306.

fältige Gasreinigung und — wenn Oxydkathoden verwendet werden — richtige Entgasung und Aktivierung der Kathoden nötig.

Tabelle 1

$i'_A = f(p, d)$

($i_H = 13$ A)

d mm \ p Torr	0,5	0,85	1,45	2,05	3,6	4,2	5,2
3	$i'_A = 0{,}6$ A	0,8	0,8	0,8	0,8	0,9	0,9
7	0,8	0,8	0,9	0,9	0,9	1,0	1,2
12	0,8	0,8	0,9	0,9	0,9	1,1	1,0
20	0,9	0,9	1,0	1,0	0,9	0,9	0,8

Grenzstromstärke i'_A. Die Versuche zur Messung des Einflusses von p und d auf die oben definierte Grenzstromstärke i'_A ergaben, daß dieser Einfluß geringfügig ist. Der Untersuchungsbereich war auch hier für p 0,5—5 Torr, für d 3—20 mm. Tab. 1 zeigt das Ergebnis einer Messung bei konstanter Anodenspannung. (Es wurde bereits oben bemerkt, daß die Höhe der Anodenspannung für den Versuch unwesentlich ist.) Man kann vielleicht eine geringe Tendenz des Anstieges von i'_A mit wachsendem p und d ablesen. Jedoch ist keine Regel zu entnehmen, weil die Unterschiede zwischen den äußerstenfalls gemessenen Werten in der Größe der Streuung der Meßwerte liegen.

Wir haben die Beobachtung gemacht, daß der Grad der Abhängigkeit von i'_A von p und d mit der Aktivität der Kathode zusammenhängt. An Kathoden, die entweder schlecht aktiviert oder entaktiviert waren (etwa durch Fremdgase), beobachteten wir eine stärkere Abhängigkeit in der oben angedeuteten Richtung. Diese Zusammenhänge wurden nicht weiter untersucht wegen der Schwierigkeit, reproduzierbare und genau definierte Versuchsbedingungen zu schaffen. Reproduzierbar war die geringfügige Abhängigkeit an sorgfältig aktivierten Kathoden in reinem Edelgas, wie sie aus der obigen Tabelle hervorgeht.

Einen eindeutigen Einfluß übt die Kathodentemperatur T auf i'_A aus. Abb. 6 zeigt Kennlinien, die mit verschiedenen Heizstromstärken i'_H aufgenommen wurden. Sie sind gegeneinander parallel verschoben, in der Weise, daß mit steigender Heizstromstärke i'_A vergrößert und u_B verkleinert wird. T wurde, wie schon oben bemerkt, durch die angegebenen Heizströme zwischen 950 und 1150° C verändert. Für diese Erscheinung liegt noch keine genügende Erklärung vor. Die abnehmende Dichte (bei steigendem T) vor der Kathode dazu heranzuziehen, erscheint schwierig in Anbetracht der weitgehenden Druckunabhängigkeit von i'_A. Die Temperaturabhängigkeit von i'_A läßt sich bei allen Drucken und Elektrodenabständen des untersuchten Bereiches feststellen.

III. Der schwingende Teil der Niedervoltbogenkennlinie

Wie die vorstehenden Versuchsergebnisse gezeigt haben, ist das Gebiet des schwingenden Niedervoltbogens von dem des nicht schwingenden durch ein Gebiet fallender Kennlinie getrennt, in dem die Bogenspannung von Werten in der Höhe der Ionisationsspannung auf die Niedervoltbogenspannung sinkt. Der fallende Kennlinienteil ist durch genügend hohe Ohmsche Vorwiderstände Punkt für Punkt stabil zu erhalten, soweit sich die bekannten Kaufmannschen Stabilitätsbedingungen für fallende Entladungskennlinien einhalten lassen. Mit Kapazität und Ohmschem Widerstand im Entladungskreis lassen sich — entsprechend den Stabilitätskriterien — Kippschwingungen erzielen. Diese Schwingungen sind für die vorliegenden Untersuchungen uninteressant und, wie die wiedergegebenen Kennlinien zeigen, vermieden worden.

Mit Hilfe der allgemeinen Stabilitätsbetrachtungen an fallenden Entladungskennlinien sind die eigentlichen Niedervoltbogenschwingungen in dem Kennlinienbereich unterhalb des fallenden Teiles nicht zu erklären. Wäre dies möglich, so müßte die Frequenz bei gegebenem Vorschaltwiderstand eine Funktion der Kapazität parallel zur Entladungsstrecke sein. Es läßt sich aber zeigen, daß bei genügend kleinem Vorschaltwiderstand eine Änderung der Kapazität die Frequenz bei konstanter mittlerer Stromstärke gar nicht beeinflußt, selbst wenn sie bis auf das 100fache ihres ursprünglichen Wertes (der z. B. durch die Eigenkapazität der Anordnung gegeben ist) gesteigert wird. Erst wenn sie so groß wird, daß die Zeitkonstante $R \cdot C$ des Entladungskreises eine Aufrechterhaltung der Frequenz nicht mehr zuläßt, tritt eine Frequenzänderung ein, wobei sich dann auch die Form der Schwingung ändert.

Die Entstehungsursache dieser Schwingungen muß in Schwankungen der Raumladungsanordnung in der Niedervoltbogenstrecke gesucht werden, die durch äußere Schaltmittel höchstens insofern beeinflußt werden können, als diese die Energiezufuhr zur Entladungsstrecke ändern können. So hat z. B. die Strombegrenzung durch den äußeren Widerstand bei gegebener äußerer Spannung einen wesentlichen Einfluß auf Entstehung und Form der Schwingungen. Die Frequenz ändert sich mit dem Entladungsstrom nach einem Schema, wie es in dem unteren Teil der Abb. 2 wiedergegeben ist. Hier ist unter der Stromspannungskennlinie über derselben Stromachse (Gleichstrommittelwerte) die oszillographisch bestimmte Kurve der Schwingung dargestellt. Die Frequenz hängt nicht in einfacher Weise mit dem Entladungsstrom zusammen, etwa so, daß sie mit steigendem Strom wächst[5]), sondern

[5]) Handb. d. exp. Phys. Bd. XIII, 3 (1929), 570.

es gibt Strombereiche, in denen sie sich in umgekehrter Richtung mit dem Strom ändert wie in anderen. Am Übergang von einem Gebiete in das andere findet ein Frequenzsprung statt.

Der qualitative Verlauf der Frequenz ist bei hoher Spannung und dementsprechend auch hohem Vorwiderstandsbereich derselbe wie bei niederer Spannung. Nur ist die Frequenz bei hoher äußerer Spannung höher als bei niederer. Ein Parallelwiderstand zur Entladungsstrecke bewirkt ebenfalls keine prinzipielle Änderung des Frequenzverlaufes.

Die Schwingungsform, gegeben z. B. durch die Zeitkurve der Bogenspannung, ändert sich in charakteristischer Weise innerhalb des Schwingungsbereiches. Das zeigt deutlich ein Oszillogramm der Bogenspannung und des Anodenstromes, der durch Widerstandsveränderung von kleinen Werten nach großen geändert wurde (Abb. 7, Tafel XI). Im Bereiche kleinster Ströme, in dem die Frequenz mit der Stromstärke steigt (Bereich zwischen 1 und 2), liegt die Bogenspannung im größten Teil der Periode in der Nähe der Ionisierungsspannung, es erfolgen kurzdauernde periodische Spannungsabsenkungen, die bis auf die Bogenspannung des Niedervoltbogens herabgehen. Beim Frequenzsprung in das Gebiet abnehmender Frequenz (2—4) stellt sich eine andere Spannungskurve ein, die eine niedrigere mittlere Bogenspannung zeigt und dadurch gekennzeichnet ist, daß die Bogenspannung längere Zeit den Wert der Niedervoltbogenspannung hat, und kurzdauernde Spannungserhöhungen bis in die Höhe der Ionisierungsspannung auftreten. Zwischen diesen beiden charakteristischen Formen existieren noch in begrenzten Abschnitten andere, den erstgenannten aber zuzuordnende Formen. Auf dem Oszillogramm ist als Zeitmaß eine Schwingung von 500 Hz aufgenommen, die eine Abschätzung der Frequenz ermöglicht. Abb. 8 (Tafel XI) zeigt die beiden Grundformen in größerem Maßstabe.

Der Entladungsstrom besitzt also, da sich die Bogenspannung nur zwischen Ionisations- und Niedervoltbogenspannung ändert, im schwingenden Kennlinienbereich eine Gleichstrom- und eine Wechselstromkomponente. Schaltet man in den Kreis eine Drossel ein, so kann man dadurch den Wechselstromanteil beliebig verringern. Die Entstehung der Schwingungen in der Entladungsstrecke läßt sich, wie der Versuch zeigt, auf diese Weise nicht unterbinden. Sowohl die Form als auch die Größe der Bogenspannungsschwankungen bleibt davon unbeeinflußt. Nur wenn der Wechselstromanteil ohne Drossel groß ist (also bei niedriger Batteriespannung) kann ein Einfluß des Einschaltens einer genügend großen Drossel bemerkbar werden, und zwar insofern, als sich die Frequenz und die Form der Schwingung charakteristisch ändert, während die Größe der Spannungsschwankung weiterhin durch die Grenzen Ionisierungsspannung —Niedervoltbogenspannung bestimmt bleibt.

Über die Entstehungsursachen für die Niedervoltbogenschwingungen besteht noch Unklarheit. Druyvesteyn vermutet als Ursache schwankenden Anodenfall, ohne aber zunächst Näheres darüber mitzuteilen. Wir möchten uns auf Grund unserer Untersuchungen folgendes ungefähre Bild machen: Man beobachtet in der Regel, daß beim Brennen des nicht schwingenden Niedervoltbogens nur ein Teil der Entladungsstrecke leuchtet; häufig ist die Leuchterscheinung auf eng umgrenzte Räume zusammengezogen[6]). Es gibt also offenbar Längsschnitte durch die Entladungsstrecken, in denen die charakteristische Raumladungsverteilung des Niedervoltbogens besteht, und solche, in denen das nicht der Fall ist, sondern das Potential beispielsweise stetig von der Kathode zur Anode ansteigt, wobei das Potential der Anode durch den Potentialverlauf der Niedervoltbogenstrecke gegeben ist. Wird nun der Entladungsstrom unter die Grenzstromstärke i_A herabgesetzt, so verschwindet der charakteristische Raumladungsaufbau der Niedervoltbogenstrecke und das Anodenpotential wächst auf Werte über der Ionisierungsspannung. Es besteht nun die Möglichkeit, daß entlang dem vorher von Entladung freien Längsschnitt A der Strecke eine Zündung einsetzt, die durch Seitwärtsdiffusion Träger in den von der Entladung „bevorzugten" Längsschnitt B sendet, in dem sich dann wieder der Raumladungsaufbau des Niedervoltbogens aufbaut, der das Potential der Anode senkt und damit die Entladung im Längsschnitt A löscht. Nun gleicht sich der Trägerüberschuß im Längsschnitt B wieder aus und der Vorgang beginnt von neuem. Die Frequenz würde hiernach von der Abdiffusion des Trägerüberschusses bestimmt. Es wäre damit sowohl die Stromabhängigkeit bei hohen Strömen im richtigen Sinne als auch die Möglichkeit einer sprunghaften Frequenzänderung (bei Änderung des räumlichen Entladungsbereiches), sehr schwer dagegen der Unterschied der Schwingungsform und der Stromabhängigkeit der Frequenz bei sehr kleinen mittleren Strömen zu erklären. Die Annahme wird gestützt durch die häufig zu machende Beobachtung, daß sich das leuchtende Plasma des schwingenden Bogens in zwei voneinander räumlich getrennte Teile aufteilt, von denen bei Beobachtung mit dem Drehspiegel der eine eine konstante, und der andere eine periodisch flackernde Leuchterscheinung zeigt. Die Frequenz der letzteren stimmt mit der Frequenz der Spannungsschwankung überein.

Zusammenfassung

Der Niedervoltbogen in Argon an Glühkathoden, insbesondere Oxydkathoden, wurde auf die Form

[6]) Vgl. z. B. Druyvesteyn, Zeitschr. f. Phys. a. a. O.

seiner Stromspannungskennlinie hin experimentell untersucht. Die Kennlinie des nicht schwingenden Niedervoltbogens besteht aus einem Teil mit in geringem Maße stromabhängiger Bogenspannung unterhalb der untersten Anregungsspannung des Argons, an den sich bei kleinen Strömen ein Teil steil bis über die Ionisationsspannung ansteigender Bogenspannung anschließt. Mit weiter abnehmendem Strom kommt man aus diesem Gebiet hoher Bogenspannung in den Bereich des schwingenden Bogens. Die Kennlinie des nicht schwingenden Bogens ist von der Größe des Fülldruckes und dem Abstand zwischen Anode und Kathode in den technisch interessierenden Bereichen praktisch unabhängig, eine Änderung der Kathodentemperatur bewirkt eine charakteristische Verschiebung der Kennlinie. Die Schwingungen im schwingenden Bogen entstehen unabhängig von äußeren Schaltelementen durch zeitliche Schwankungen des Raumladungsaufbaues. Die Spannungsschwankungen sind durch Ionisationsspannung und Niedervoltbogenspannung in ihrer Amplitude begrenzt. Die Frequenz ist in charakteristischer Weise abhängig vom mittleren Gleichstrom durch die Entladungsstrecke.

(Eingegangen am 30. September 1936)

Gültigkeitsgrenze der Diffusionstheorie für die Quecksilberdampf-Niederdrucksäule

Von A. v. Engel, Berlin-Siemensstadt

Inhalt: 1. Diffusionstheorie und Säulenmessungen. 2. Anwendung der Stromtransportgleichung. 3. Dichtekorrektur und Gastemperatur. 4. Freie Elektronenweglänge. 5. Elektronentemperatur. 6. Stufenionisierung. 7. Zusammenfassung.

Für die quantitative Beschreibung einer Säule, die in einem Gas oder Dampf verminderten Druckes besteht, besitzen wir die Theorie der ambipolaren Diffusion, wie sie Schottky[1]) entwickelt hat; sie ist seither in ihren Grundzügen unverändert geblieben, in erster Linie wegen der mathematischen Hindernisse, die sich bei anderen Ansätzen ergeben. Die experimentelle Prüfung[2]), die sich insbesondere mit der Aussage: Längsfeldstärke × Säulenradius = const befaßte, hat Abweichungen aufgezeigt, die prinzipieller Natur schienen. Untersuchungen und Überlegungen, die Herr Steenbeck und ich beim Studium des Gleichrichterbogens angestellt haben, führen zu einigen allgemeinen für die Hg-Dampf-Niederdrucksäule gültigen Ergebnissen, die mit diesen Abweichungen eng zusammenhängen.

Ausgangspunkt unserer Betrachtungen ist die Beziehung über den Stromtransport in einer (zylindrischen) Säule. Danach ist die Stromdichte j_r im Achsenabstand r, die sich nur auf den weitaus überwiegenden Elektronenanteil beziehen soll:

$$j_r = e \cdot N \cdot b \cdot \mathfrak{E} , \tag{1}$$

und die Stromstärke

$$i = \int_0^R j_r \, 2\pi r \, dr . \tag{2}$$

Es ist dabei e die Elementarladung, N die Elektronenkonzentration, b die Elektronenbeweglichkeit, $\mathfrak{E}$ die Längsfeldstärke, R der Rohrradius. Die Verarbeitung von (1) und (2) setzt die Kenntnis der radialen Stromdichteverteilung voraus (nach Schottky entspricht sie einer Besselfunktion 0. Ordnung). Man kann aber auch mit der Anzahl der in der Säule der Länge l enthaltenen Elektronen $\bar{N}$ rechnen, so daß man erhält

$$i = e \, \bar{N} \, b \, \mathfrak{E} . \tag{3}$$

Aus Sondenmessungen in Gleichrichter- und reinen Gleichstromentladungen mit flüssiger Hg-Kathode wurde die Stromstärke, die Feldstärke (mittels zweier benachbarter Sonden), die Elektronentemperatur T_e und die Konzentration N_0 in der Säulenachse bei verschiedenen Dampfdrucken gemessen, wobei durch entsprechende Kühlung des Glaskolbens Stromstärke und Dampfdruck ziemlich unabhängig voneinander eingeregelt werden konnten. In (3) läßt sich $\bar{N}$ durch N_0 ersetzen, sofern ihr Verhältnis bestimmt wird; die hierbei eingehende Unsicherheit ist aber gegenüber anderen unerheblich. Damit sind in (3) alle Größen außer der Beweglichkeit bekannt. Wir wollen aber b nicht direkt berechnen, sondern vielmehr die Langevinsche Beziehung anwenden, welche für ein gegenüber dem Neutralgas hocherhitztes Elektronengas bei nicht zu geringer Dichte gilt. Danach ist

$$b = \frac{e \, \lambda_e}{m \, w} , \tag{4}$$

worin λ_e die mittlere freie Elektronenweglänge, m die Elektronenmasse und w ihre wahrscheinliche Geschwindigkeit $\left(\sim \sqrt{T_e}\right)$ bedeuten. Die Verbindung von (4) mit (3) unter Einbeziehung der gemessenen Elektronentemperatur ermöglicht die Bestimmung von λ_e lediglich aus experimentell erhaltenen Werten.

Um die so gefundenen λ_e-Werte miteinander vergleichen zu können, ist eine Druck- und Temperaturkorrektion nötig. Der Druck im Gleichrichterarm dürfte sich wegen der großen Querschnitte ($R = 2{,}5$ cm) von dem im Dom herrschenden nicht wesentlich unterscheiden. Der mittlere Dampfdruck ist also durch die Wandtemperatur an der Kondensationsgrenze gegeben. Die Temperatur im Gleichrichterarm kann z. B. nach der von Warburg[3]) angewandten Überlegung berechnet werden.

[1]) W. Schottky, Phys. Zeitschr. **25** (1924), 342 u. 635.
[2]) A. Güntherschulze, Zeitschr. f. Phys. **42** (1927), 763.
[3]) E. Warburg, Wied. Ann. **54** (1895), 265.

Dort wurde angenommen, daß die der Längeneinheit der Säule zugeführte elektrische Leistung als Wärmestrom nur durch Leitung des Hg-Dampfes von Entstehungsort zur Glaswand geführt wird bzw. durch das Glas in die Umgebung übertritt. Bei konstanter Stromdichte über den Rohrquerschnitt folgt die parabolische Temperaturverteilung. Hier wird zur Bestimmung der über den Querschnitt gemittelten Gastemperatur, die Bessel-Verteilung der Stromdichte verwendet. Dann ergibt sich als mittlere Temperatur des Gases $\bar{T}_g$, wenn Wandtemperatur T_w, Feldstärke $\mathfrak{E}$, Strom i und Wärmeleitfähigkeit $\varkappa$ bekannt sind

$$\bar{T}_g - T_w \approx 0{,}1 \frac{\mathfrak{E}\, i}{\varkappa} . \qquad (5)$$

Beim Auftreten höherer Gastemperaturen muß die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitung eingeführt werden. Für Hg-Dampf findet man aus den bisher bekannten Messungen einen proportionalen Gang mit der Temperatur, die nur in der mittleren Temperatur des Gases berücksichtigt werde:

$$\varkappa = \varkappa_0 \bar{T}_g . \qquad (6)$$

Die Lösung der durch Einsetzen von (6) in (5) entstehenden quadratischen Gleichung liefert die Größe $\bar{T}_g$. Wie oben liegt auch dieser Überlegung die Annahme zugrunde, daß konvektive Wärmeabfuhr und Strahlungskühlung keine merkliche Rolle spielen. Die Konvektion ist bei verdünnten Gasen sicher vernachlässigbar klein, über die Strahlung ist aus Messungen[4]) an Hg-Niederdruckbogen für Beleuchtungszwecke bekannt, daß einige vom Hundert der Säulenenergie im Sichtbaren angestrahlt werden.

Wir wollen nun die experimentellen Ergebnisse an Hand dieser Beziehungen diskutieren. Aus (5) und (6) ergeben sich Werte für die mittlere Gastemperatur bis etwa 3000° K bei Stromstärken ≈ 50 A momentan und Dampfdrucken $\approx 0{,}1$ Torr. Bedenkt man, daß die Temperatur in der Säulenachse noch wesentlich höher ist, so scheint hier — wie eine Benutzung der Saha-Gleichung lehrt — die durch Thermoionisierung des Gases gelieferte Elektronenmenge allmählich vergleichbar zu werden mit der bei niederen Temperaturen andersartig erzeugten. Dieses Ergebnis mag heute nicht überraschend sein, wenn man sich der neueren Untersuchungen über Hg-Hochdrucklampen[5]) erinnert, bei denen der Fall der Thermoionisierung des Dampfes in Reinkultur vorliegt.

Die aus Messungen gefundenen Werte der mittleren freien Elektronenweglänge λ_e seien nun in der beschriebenen Weise auf die Gasdichte 1 bezogen und abhängig von der Elektronentemperatur T_e aufgetragen (Abb. 1). Weiterhin ist der theoretisch zu erwartende Verlauf von λ_e mit T_e ermittelt worden, indem die aus dem Ramsauer-Effekt bekannten Weglängen für homogene Elektronenstrahlen mit der Maxwellschen Verteilung kombiniert wurden. Zum Vergleich ist noch der klassische Wert der freien Elektronenweglänge $\lambda_e = 4 \cdot \sqrt{2}\, \lambda_g$ eingezeichnet. Das Schaubild zeigt, daß die der Weglängencharakteristik entsprechenden λ_e-Werte bei den üblichen Elektronentemperaturen von $^1/_2$—2 Volt-Äquivalent rund bei der Hälfte des klassischen Wertes liegen. Die experimentell gefundenen Werte gruppieren sich je nach Stromstärke und Kühlungsverhältnissen, also nach der Dampfdichte. Die Mehrzahl liegt über der Weglängencharakteristik, und zwar um so weiter ab,

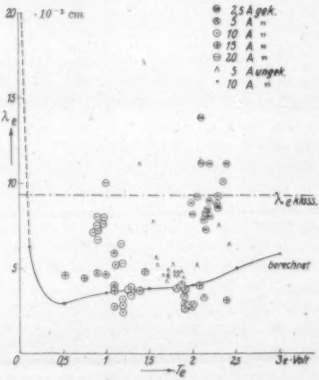


Abb. 1. Mittlere freie Elektronenweglänge λ_e, in Hg-Dampf, bezogen auf 0° C u. 1 Torr, abhängig von der Elektronentemperatur T_e
(Die Meßpunkte für 10 A ungek. liegen bei höheren Ordinatenwerten, die Meßpunkte 2,5 A gek. sind um den Faktor 2,8 zu hoch eingezeichnet.)

je höher der Strom und je geringer die Kühlung. Ein Vergleich der wahren λ_e-Werte (das Bild enthält reduzierte Größen!) mit dem Rohrradius ergibt, daß die stärker abweichenden Weglängenwerte bereits von der Größenordnung des Rohrradius sind. Damit verliert aber die Langevinsche Beweglichkeitsformel allmählich ihre Gültigkeit. Die Beweglichkeit ist jetzt nicht mehr allein durch die Stöße der Elektronen und Gasmolekeln gegeben, sondern auch in steigendem Maß durch Stöße zwischen Elektronen und der Wand. Dieser Effekt kann aber hier nicht das Auftreten der hohen Weglängen erklären; denn die Begrenzung des Flugweges durch die Wand würde die freie Weglänge und damit die Beweglichkeit verkleinern, also einen Einfluß umgekehrter Richtung ergeben. Ebensowenig zeigt die Berücksichtigung der radialen

[4]) E. Lax, M. Pirani u. R. Rompe, Die Naturwiss. **23** (1935), 393.
[5]) W. Elenbaas, Physica **1** (1934), 673.

Gasdichteverteilung oder der Mikrofelder einen Ausweg. In der richtigen Richtung ergäben sich die Abweichungen bei Annahme eines Unterdruckes im Arm gegenüber dem Dampfdom, der durch die Saugwirkung des vom Kathodenfleck ausgehenden Dampfstrahles (Flamme) insbesondere bei höheren Strömen und geringer Kühlung entstehen kann[5a]). Jedenfalls gibt das Operieren mit der üblichen „Beweglichkeit", wie sie in der Diffusionstheorie der Säule eingeht, eine Unsicherheit.

Weitere Experimente beschäftigten sich mit dem Druckeinfluß. Es zeigte sich, daß die Trägerkonzentration bis zu den höchsten untersuchten Strömen ≈ 60 A (Stromdichten 3 A/cm²) praktisch unabhängig vom Druck ist. Nach (3) folgt dann, daß — abgesehen von der geringen Änderung von $\mathfrak{E}$ mit p — auch b bzw. λ_e druckunabhängig ist und nicht mindestens $1/p$ proportional, wie vorausgesetzt.

Schließlich wollen wir die aus Versuch und Theorie folgende Abhängigkeit der Elektronentemperatur vom Gasdruck miteinander vergleichen.

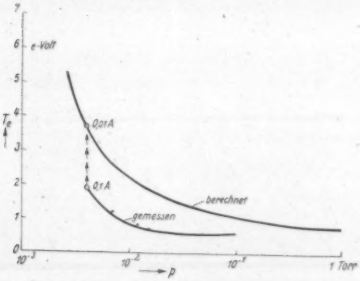


Abb. 2. Elektronentemperatur T_e in der Säule abhängig vom Dampfdruck p

1 Volt = 11700° K, $R = 2{,}5$ cm

Die Elektronentemperatur einer Säule ergab sich[6]) aus der Theorie der ambipolaren Diffusion. Nach dieser ist das Produkt Rohrradius mal Quadratwurzel aus der Zahl der je Sekunde und Kubikzentimeter von einem Elektron neugeschaffenen Trägerpaare, geteilt durch den ambipolaren Diffusionskoeffizient, eine Konstante. Da die Neuerzeugung und die Diffusion eine bekannte Funktion der Elektronentemperatur sind, folgt die Abhängigkeit der Elektronentemperatur von Druck und Rohrradius. Abb. 2 zeigt die Kurve $T_e = f(p)$ nebst den gemessenen Werten. Die zwischen etwa 5 und 50 A gefundenen Elektronentemperaturen liegen weit unter den berechneten. Diese Feststellung steht im Gegensatz zu den Ergebnissen bei den meisten Edelgasen, bei denen eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Versuch besteht, wie nachstehend verständlich gemacht werden soll.

Vermutlich war der Hauptgrund dieser Abweichung darin zu suchen, daß die Schottkysche Diffusionstheorie eine Neuerzeugung von Trägern durch stufenweise Ionisierung ausschließt[7]). Dies findet ihren Ausdruck beispielsweise in der Unabhängigkeit der Säulenfeldstärke von der Stromstärke; das bei allen Versuchen beobachtete Absinken der Feldstärke mit wachsendem Strom kann durch die gleichzeitig unvermeidliche Temperatursteigerung im Gas quantitativ nicht ausreichend erklärt werden. Nun ergibt eine Abschätzung der durch stufenweise Ionisierung geschaffenen Träger, daß ihre Anzahl mindestens das 3—4fache der durch Einfachstoß erzeugten beträgt. Dabei ist angenommen worden, daß sich die angeregten Teilchen im Resonanzzustand befinden ($\approx 4{,}9$ eV). Ihre Verweilzeit ist dabei sicher ein Vielfaches

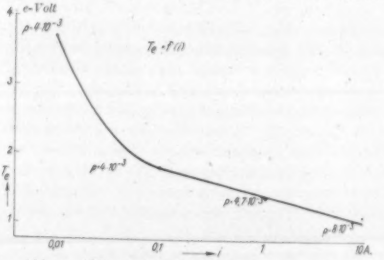


Abb. 3. Abhängigkeit der Elektronentemperatur T_e von der Stromstärke i für die sich dabei einstellenden Dampfdrucke p (in Torr). $R = 2{,}5$ cm

der Zeit zwischen zwei von einem Elektron ausgeführten Stößen. Über die Ionisierungsfunktion aus einem angeregten Zustand ist bis heute noch nichts versuchsmäßig bekannt, so daß man für die Größe der differentialen Ionisierung angeregter Partikel auf Schätzung angewiesen ist.

Wenn die angegebene Überlegung stichhaltig ist, so muß danach eine Verkleinerung der Stromstärke ein Ansteigen der Elektronentemperatur zur Folge haben und wegen des dabei immer weiteren Zurücktretens stufenweiser Ionisierung eine Annäherung der Meßwerte an die berechnete Kurve ergeben. Ersteres zeigt Abb. 3, in dem

[5a]) Über die Bestätigung dieser Vorstellung wird in einer demnächst in den Wiss. Veröff. d. Siemenskonz. erscheinenden Arbeit berichtet.

[6]) Vgl. z. B. A. v. Engel u. M. Steenbeck, Gasentl. **2**, 85; M. J. Druyvesteyn, Zeitschr. f. Phys. **81** (1933), 571.

[7]) Auf eine mögliche Erweiterung hat Schottky seinerzeit schon hingewiesen: die Abhängigkeit der Feldstärke von der Stromstärke ergibt sich durch Einführen der Stromabhängigkeit des (ursprünglich konstanten) „Ausbeutefaktors", der die Trägerneuerzeugung mit der Säulenleistung verknüpft.

$T_e = f(i)$ dargestellt ist. Abb. 2 läßt erkennen, daß sich bei Strömen von 0,01 A Rechnung und Messung miteinander praktisch decken. Eine weitere Verkleinerung des Stromes war bei der benutzten Anordnung versuchstechnisch nicht möglich. Es wäre dies von Interesse zur Prüfung der Frage, ob Überschreitungen der berechneten Elektronentemperatur auftreten. Bei sehr kleinen Strömen verliert bekanntlich[1]) die Diffusionstheorie wegen der ihr zugrundeliegenden Voraussetzungen über die Trägerkonzentrationen und -unterschiede ihre Gültigkeit.

Zusammenfassung

Mit Hilfe der Stromtransportgleichung wird die mittlere freie Elektronenweglänge durch Messung der Elektronentemperatur, der Trägerkonzentration und der Säulenfeldstärke mittels im Arm eines Quecksilberdampf-Glasgleichrichters eingebauter Sonden bestimmt. Bei kleinen Strömen und zusätzlicher Kühlung ist die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung befriedigend; bei größeren Strömen treten Abweichungen auf, die vermutlich vom Druckunterschied zwischen Dampfdom und Arm herrühren. Die gemessene Elektronentemperatur, abhängig vom Dampfdruck, liegt bei Strömen zwischen 2 und 50 A stets unter der aus der Theorie der ambipolaren Diffusion berechenbaren. Die Abweichungen werden durch Stufenionisierung erklärt, was Messungen bei geringen Strömen bestätigen.

(Eingegangen am 30. September 1936)

Die Aufzehrung von Edelgasen in der elektrischen Entladung I

Von H. Alterthum, A. Lompe und R. Seeliger, Berlin und Greifswald

(Mitteilung aus dem Seminar für theoretische Physik, Greifswald, und der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung m. b. H., Osram-Konzern, Berlin)

Inhalt: 1. Einleitung. 2. Versuchsanordnung. 3. Versuchsdurchführung. 4. Versuchsergebnisse an Neon. 5. Ergänzende Versuche. 6. Deutung der Versuchsergebnisse. 7. Versuche mit Helium und Argon. 8. Zusammenfassung.

1. Einleitung

Die Aufzehrung von Gasen in der elektrischen Entladung, im früheren Schrifttum clean up oder Absorption genannt, ist eine Erscheinung, deren Bedeutung über die eines technischen Effektes wesentlich hinausgeht und von allgemeinerem, vor allem grenzflächenphysikalischem Interesse ist. Wie die zusammenfassenden Berichte von Pietsch[1]) und Dushman[2]) zeigen, ist auch bereits sehr viel sorgfältige Arbeit aufgewendet worden, um eine Fülle von Einzelbefunden zu sammeln; die Auswertung dieser zahlreichen Beobachtungen hat aber bisher noch nicht zu einer eindeutigen Aufklärung des Vorganges der Gasaufzehrung geführt. Dies liegt in der Hauptsache an der Vielfältigkeit der Versuchsbedingungen und der hierdurch bedingten Mannigfaltigkeit der für eine Deutung der Ergebnisse sich bietenden Möglichkeiten. Die Mehrzahl der vorhandenen, auch der späteren Arbeiten, befaßt sich nämlich mit der Aufzehrung von unedlen Gasen, bei denen schon wegen der Möglichkeit chemischer Reaktionen unübersichtliche Verhältnisse vorliegen. In der Tat hat sich auch ein großer Teil von Aufzehrungserscheinungen nur unter Annahme der Bildung von chemischen Verbindungen erklären lassen[3]).

Da in Edelgasen noch am ehesten einfache Verhältnisse zu erwarten sind, haben wir uns zunächst mit der Untersuchung der Aufzehrung von Neon beschäftigt und dabei versucht, die experimentellen Voraussetzungen sowohl für eine gute Reproduzierbarkeit als auch für eine möglichst einwandfreie Deutung herauszuarbeiten. Die bisherige Anschauung von der Aufzehrung der Edelgase ist im allgemeinen, daß durch eine Zerstäubung der Elektroden das Gas aufgezehrt wird, also auch die Edelgasatome von den zerstäubenden Metallteilchen in den Zerstäubungsniederschlag eingebaut werden. Dies schien bewiesen zu sein z. B. für die Aufzehrung von Neon, worüber von Claude[4]) quantitative Messungen vorliegen, nach denen 1 g zerstäubtes Metall ungefähr 1 cm³ (gerechnet auf Atmosphärendruck) Neon absorbiert. Bei Helium hat man andererseits zur Erklärung die Bildung von chemischen Verbindungen herangezogen, wie z. B. Hg-Helid[5]), W-Helid[6]), J-, S-, P-Helide[7]). In der elektrodenlosen Ringentladung hat Mierdel[8]) im Gegensatz zu Wasserstoff, Stickstoff und Sauerstoff bei Argon keine Aufzehrung finden können. Von einer einheitlichen Auffassung ist man also bei Edelgasen auch heute noch weit entfernt, und systematische quantitative Untersuchungen fehlen unseres Wissens hier noch fast vollständig.

2. Versuchsanordnung

Für unsere Versuche benutzten wir zylindrische Glasröhren, die in den meisten Fällen eine lichte Weite von 2 cm hatten und deren Rauminhalte je nach Länge und Durchmesser einschließlich des Druckmeßgerätes etwa 200—1100 cm³ betrugen (Abb. 1). Die Elektroden bestanden aus dünnem

[1]) E. Pietsch, Ergebn. d. exakten Naturwiss. **5** (1926), 213.

[2]) S. Dushman, Hochvakuumtechnik, Berlin 1926. Kap. 5.

[3]) z. B. E. Hiedemann, Ann. d. Phys. **8** (1931), 456.

[4]) G. Claude, Compt. rend. **156** (1913), 1317.

[5]) I. I. Manley, Nature **114** (1924), 861.

[6]) E. H. Boomer, Proc. Roy. Soc. A **109** (1925), 198.

[7]) E. H. Boomer, Nature **115** (1925), 16.

[8]) G. Mierdel, Ann. d. Phys. **85** (1928), 612.

Eisenblech, weil sich dieses mit Hochfrequenz leicht ausglühen läßt.

Zur Erzielung brauchbarer Ergebnisse erwies sich als bedingend die Vorbehandlung der Entladungsröhren durch sorgfältigste Befreiung von jeglichen Verunreinigungen mit allen Mitteln der heutigen Hochvakuumtechnik. Ferner mußten die Röhren nach der Reinigung abgezogen werden, weil sich in Vorversuchen bereits gezeigt hatte, daß reproduzierbare Ergebnisse überhaupt nur zu erhalten sind, wenn keinerlei Hähne mit der Versuchsröhre in Verbindung stehen. In langwierigen Vorarbeiten wurde der Arbeitsgang der Reinigung im einzelnen ausgearbeitet, der dann bei allen weiteren Versuchen beibehalten wurde und sich vorzüglich bewährt hat. Die Einzelschritte des Reinigungsvorganges sind folgende, wobei das Pumpen und Füllen von Anfang bis zu Ende durch eine in flüssige Luft tauchende Falle erfolgen muß: 1. Auspumpen auf mindestens 10^{-6} mm Hg und unter dauerndem

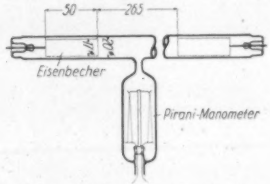


Abb. 1. Beispiel einer Versuchsröhre

Weiterpumpen etwa 30 Min. Ausheizen im Ofen bei einer Mitteltemperatur von 370° C mit zeitweiliger kurzer Steigerung auf 400° C. (Der Ofenkasten wurde während der folgenden Schritte nur noch beim Ausglühen mit Hochfrequenz hochgezogen.) 2. Etwa zehnmaliges Ausglühen der Elektroden mit Hochfrequenz auf helle Rotglut unter dauerndem Pumpen. 3. Füllen mit einem Neon–Heliumgemisch auf etwa 2—3 mm Hg und Hindurchschicken einer Entladung von 250—300 mA etwa 5 Min. lang. 4. Abpumpen auf 10^{-6} mm Hg, Ausglühen der Elektroden, Füllen und Hindurchschicken einer Entladung wie bei 3.; dies wird einige (bis zu 10 mal) wiederholt. 5. Mehrmaliges Füllen mit reinem Edelgas unter Hindurchschicken einer Entladung bis zu 1 Std. Dauer bei 250—300 mA. 6. Intensivstes Ausglühen der Elektroden mit Hochfrequenz, worauf das endgültige Füllen und das Abziehen von der Pumpleitung erfolgt.

3. Versuchsdurchführung

Die so vorbehandelten Röhren wurden dann den Aufzehrungsversuchen unterworfen, die sich erforderlichenfalls über 1000 Stdn. ausdehnten, und zwar stets bei wesentlich geringeren Stromstärken (20—100 mA) als den bei der Reinigung angewandten. Als Spannungsquelle diente ein echter Transformator mit einer Leerlaufspannung von etwa 4500 Volt, der an 50-periodigem Netzwechselstrom lag; mittels eines im Primärkreis liegenden Widerstandes wurde auf die gewünschte Stromstärke eingestellt. Es bildete sich dabei eine Glimmentladung mit einer lichtstarken positiven Säule aus. Gemessen wurde als Kriterium für die Aufzehrung der Gasdruck, wodurch allein für weitere Schlüsse brauchbare Angaben erhalten werden. Während der Druckmessungen, die in angemessenen Zwischenräumen erfolgten, wurde die Entladung ausgeschaltet und bis zur vollständigen Abkühlung der Röhre auf Zimmertemperatur gewartet, so daß sich also alle Druckangaben stets auf praktisch dieselbe Gastemperatur beziehen. Die Druckmessung mußte mit einem dauernd an der abgeschmolzenen Röhre liegenden Hg-freien Manometer erfolgen. Als brauchbar dafür hat sich das Pirani-Manometer in einer empfindlichen Brückenschaltung erwiesen, wobei zu bedenken ist, daß die zu messenden Drucke zwischen einigen Millimetern und etwa 0,1 mm Hg liegen und eine Genauigkeit der einzelnen Druckmessungen von immerhin einigen Hundertsteln mm Hg erwünscht ist. Dazu mußte die Heizstromstärke des Manometers dem Druck jeweils angepaßt werden, um im ganzen Druckbereich die erforderliche Empfindlichkeit zu erhalten. Bei einiger Erfahrung gelingt es dann, durchaus befriedigende Eichkurven zu erhalten. Gemessen wurde die Abnahmegeschwindigkeit des Druckes $\Delta p/\Delta t$ (mm Hg/Std.), aus der sich die Zahl der in dieser Zeiteinheit verschwindenden Atome $\Delta N/\Delta t$ ergibt zu

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{V \cdot N}{760} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta t},$$

wo V das Röhrenvolumen in cm³ und N die Zahl der Gasatome in 1 cm³ bei 760 mm Hg ist. Da alle Messungen bei Zimmertemperatur angestellt wurden, die stets nahe bei 20° C lag, kann man $N = 2{,}5 \cdot 10^{19}$ Atome/cm³ setzen und erhält

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = 3{,}3 \cdot 10^{16} \cdot V \cdot \frac{\Delta p}{\Delta t} \text{ Atome/Std. (At/h)}.$$

Die Elektroden hatten die Gestalt von Zylindern mit einem Deckel an dem der Entladung abgewandten Ende und waren in der Regel 50 mm lang bei 17 mm Durchmesser. Derartige Hohlkathoden bieten bekanntlich den Vorteil, daß der Kathodenfall über einen großen Druck- und Strombereich praktisch konstant bleibt. Bei unseren Versuchen betrug er in den in Betracht kommenden Bereichen von einigen Millimetern bis etwa 0,2 mm Hg und von 20—100 mA ungefähr 200 Volt und änderte sich während der ganzen Brenndauer jeder einzelnen Röhre nur um wenige Volt. Die Entladung setzte dabei nur im Innern der Elektroden an, erst bei den niedrigsten Drucken, von etwa 0,2 mm Hg ab, begann sie auch an der Außenseite

anzusetzen, wobei der Kathodenfall sogleich stark, nämlich um einige 100 Volt, anstieg; zugleich nahm dann natürlich die Stromstärke stark ab und die Entladung wurde lichtschwächer und flackernd. Es ist das insofern bemerkenswert, als man bei Messung lediglich der Brennspannung oder nur bei Beobachtung des Aussehens der Entladung als Kriterium für die Druckabnahme durch Aufzehrung — wie das bei technischen Aufzehrungsversuchen üblich ist, bei denen die Aufzehrung zum sog. „Hartwerden" führt — zu ganz falschen Schlüssen kommen kann; denn man würde von der ganzen vorhergehenden Aufzehrung, wie aus dem Beispiel,

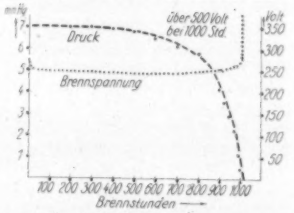


Abb. 2. Druckabnahme und Spannungsverlauf einer Neonleuchtröhre bis zum Hartwerden $i = 100$ mA $\sim$ (Statt 1000 Std. muß es 1006 Std. heißen)

Abb. 2, hervorgeht, überhaupt nichts bemerken und folgern, daß eine merkliche Druckabnahme erst mit dem erwähnten Ansteigen der Brennspannung, d. h. also erst nach einer langen „Anlaufzeit" einsetzt.

4. Versuchsergebnisse an Neon

Die Ergebnisse waren im wesentlichen folgende:

1. In dem Druckbereich von etwa 3 mm Hg an abwärts bis zu dem in 3. erwähnten Herauskriechen der Entladung aus der Kathodenhöhlung ist bei

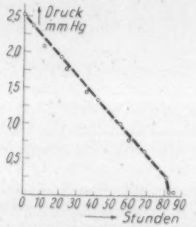


Abb. 3. Druckabnahme einer Neonleuchtröhre bis zu niedrigem Druck (0,05 mm Hg). $i = 100$ mA $\sim$

konstanter Stromstärke die Abhängigkeit des Gasdruckes von der Zeit eine praktisch lineare, wie dies die Abb. 3 an einem Beispiel zeigt. Es ist also in diesem Bereich $\Delta N/\Delta t$ unabhängig von p, d. h. die Aufzehrungsgeschwindigkeit ist unabhängig von der Zahl der jeweils noch vorhandenen Gasatome. Im Mittel ergab sich an einer großen Zahl von Röhren unabhängig vom Röhrenvolumen, für die Zahl der bei 100 mA in 1 Std. verschwindenden Atome $3{,}3 \cdot 10^{17}$. Wenn auch diese Unabhängigkeit der Aufzehrungsgeschwindigkeit vom Druck nach dem in Abb. 3 gegebenen Beispiel zunächst mit meist erstaunlicher Genauigkeit vorhanden zu sein schien, deuteten doch bereits gelegentliche Ergebnisse bei höheren Anfangsdrucken darauf hin, daß es sich hier nur um ein Näherungsgesetz handeln konnte. Die weitere Untersuchung zeigte dann auch, daß $\Delta N/\Delta t$ mit zunehmendem Druck abnimmt, und zwar recht erheblich. Die Ergebnisse an drei gleichen Röhren

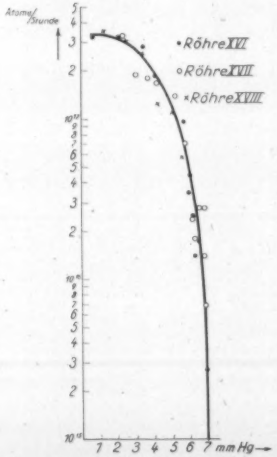


Abb. 4. Abhängigkeit der Aufzehrungsgeschwindigkeit vom Gasdruck bei 100 mA Entladungsstromstärke

XVI→XVIII, die als typisch für die Druckabhängigkeit des $\Delta N/\Delta t$ gelten können, sind in Abb. 4 zusammengefaßt. Die Meßpunkte fallen für alle drei Röhren befriedigend zusammen. Als Aufzehrungsgeschwindigkeit $\Delta N/\Delta t$ ist immer diejenige Zahl eingetragen, die sich aus der Druckabnahme von dem eingetragenen bis zu dem nächstfolgenden kleineren Druck ergeben hat, sie stellt also einen Mittelwert zwischen je zwei Drucken dar. Wie aus Abb. 4 ersichtlich ist, kann man bis zu 2 ... 3 mm Hg herauf die Aufzehrungsgeschwindigkeit als unabhängig vom Druck ansehen und erhält wieder den bereits angegebenen Mittelwert von etwa $3{,}3 \cdot 10^{17}$ At/h.

2. Es ist $\Delta N/\Delta t$ proportional der Stromstärke der Entladung. Abb. 5 bezieht sich auf einen Versuch mit einem Anfangsdruck von 1,8 mm Hg, bei dem

die Stromstärke i für jeweils etwa 25 Std. nacheinander auf die Werte 20, 100, 20 und 50 mA eingestellt wurde. Die auf 100 mA stromportional

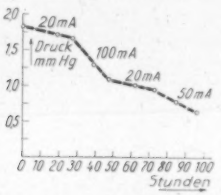


Abb. 5. Druckabnahme bei verschiedenen Stromstärken

umgerechneten Relativwerte von $\Delta N/\Delta t$, die sich aus den Neigungen der einzelnen Geraden ergeben, sind:

i	20 mA	100 mA	20 mA	50 mA
$\Delta N/\Delta t$	101	100	98	96

3. Es ist (bei Stromstärken von etwa 100 mA) $\Delta N/\Delta t$ unabhängig von der Gestalt und Länge des Entladungsrohres. Auch hier möge ein Beispiel genügen, das sich auf drei Röhren verschiedener Länge mit Anfangsdrucken zwischen 1,3 und ,3 mm Hg bezieht und wieder die Relativzahlen gibt:

Länge zwischen den Elektroden	140 cm	80cm	26,5 cm
Volumen	545 cm³	300cm³	225 cm³
$\Delta N/\Delta t$	100	105	97

4. Ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen Aufzehrung und Kathodenzerstäubung besteht nicht. Dafür spricht schon, daß die $p-t$-Geraden stets unmittelbar zu Beginn der Brennzeit, und zwar bei kleinen Anfangsdrucken sogleich mit der dann weiterhin beibehaltenen Neigung einsetzen (Abb. 3). Man sieht auch außerhalb der Kathoden in den ersten 20 Std. keinen Zerstäubungsniederschlag, dann erst einen langsam an Dichte zunehmenden Belag, während in den $p-t$-Geraden irgendeine Diskontinuität nicht zu bemerken ist. Umgekehrt ist bei den Versuchen mit höheren Anfangsdrucken in den ersten Hunderten von Stunden wohl eine Zerstäubung, aber keine Druckabnahme festzustellen. Erst bei den tiefsten Drucken setzt eine stärkere Zerstäubung ein, besonders wenn die Entladung an der Außenseite der Elektroden ansetzt (vgl. S. 409).

5. Ergänzende Versuche

Um die Frage zu entscheiden, wohin die Gase verschwinden, wurden die einzelnen Teile der Röhren durch getrenntes Erhitzen des unbeschlagenen Rohres, des Beschlages und der Elektroden auf ihren Gehalt an Edelgas untersucht. In einigen Fällen waren zu diesem Zweck vor den Elektroden noch gesondert Eisenzylinder in 1 mm Abstand angebracht, die den Zerstäubungsniederschlag aufnahmen; diese konnten dann magnetisch verschoben und mittels Hochfrequenz besonders geglüht werden. Aber niemals konnte dabei mehr als 1 v. H. des aufgezehrten Gases zurückerhalten werden. Dagegen konnten aus den Elektroden schon nach zweimaligem Glühen etwa 40 v. H. ausgetrieben werden. Ferner wurde durch Auflösung einer Elektrode in Brom-Salzsäuregemisch nach Beseitigung der unedlen Gase ein Volumen von 2,4 cm³ Neon bei 760 mm Druck wiedergewonnen und als solches nachgewiesen, wobei in der ganzen Röhre durch beide Elektroden vorher 4,5 ... 5 cm³ aufgezehrt worden waren[9]).

Da beide Elektroden bei dem Betrieb mit Wechselstrom abwechselnd Anode und Kathode sind, wurden zur Klärung der Frage, an welcher Elektrode die Aufzehrung stattfindet, zwei Versuche mit Gleichstrom von 100 mA angestellt. Die Aufzehrungsgeschwindigkeit ergab sich dabei von der gleichen Größe wie bei Wechselstrom. Aus der Anode ließ sich durch zweimaliges Glühen mit Hochfrequenz weniger als 0,5 v. H., dagegen aus der Kathode über 30 v. H. des aufgezehrten Neon austreiben; auf möglichste Vollständigkeit der Rückgewinnung wurde dabei kein Wert gelegt, da sie nur durch Abpumpen des zurückgewonnenen Gases erreicht werden kann.

Wie sich gezeigt hat, tritt eine wesentliche Vergrößerung der Aufzehrung ein, sobald bei niedrigeren Drucken als etwa 0,2 mm Hg die Entladung an der Außenseite ansetzt und eine Steigerung des Kathodenfalles um einige hundert Volt eintritt. Benutzt man sonst gleiche Elektroden, die auf beiden Seiten durch Platten abgeschlossen sind, so daß man es also nicht mehr mit Hohlkathoden zu tun hat, so ergibt sich eine Geschwindigkeit, die ebenfalls wesentlich größer ist, nämlich auf 100 mA stromproportional umgerechnet (da der Versuch nur bei 20 mA ausgeführt werden konnte) $\frac{\Delta N}{\Delta t} = 12{,}6 \cdot 10^{17}$ At/h statt des oben angegebenen Wertes von rund $3 \cdot 10^{17}$ At/h. In allen diesen Fällen sind die Kathodenfälle wesentlich größer als bei Elektroden mit Hohlkathodenwirkung; in dem eben erwähnten Fall betrugen sie z. B. 750 Volt. In einem weiteren Versuch wurden als Elektroden Eisenstäbe von 25 mm Länge und 5 mm Durchmesser benutzt. Sie ergaben eine Aufzehrung auf 100 mA proportional umgerechnet von im Mittel $13 \cdot 10^{17}$ At/h, was mit dem mit den beiderseits abgeschlossenen Elektroden erhaltenen Werte in Übereinstimmung ist.

[9]) Für diese Untersuchung sind wir Herrn Dr. Heyne zu Dank verpflichtet.

Die Zerstäubung war bei diesen Elektroden wesentlich stärker als bei den früheren. Der Versuch sollte den Übergang zu Versuchen mit Elektroden von anderer Kristallstruktur herstellen, da es immerhin möglich ist, daß die Aufzehrung davon beeinflußt wird. Versuche mit gleichgroßen Stäben aus Aluminium, einerseits Vielkristalle und andererseits Einkristalle, sind in Vorbereitung, ebenso solche über eine etwaige Gittererweiterung des Elektrodenwerkstoffes durch die aufgenommenen Neonatome. Noch nicht abgeschlossen sind ferner Versuche mit Elektroden, die nicht vorher gründlich entgast worden sind, und solche mit Oxydkathoden.

Zur weiteren Prüfung, ob durch Verdampfen und Niederschlagen von Metall an der Glaswand die Aufzehrungsgeschwindigkeit beeinflußt wird, wurde in der positiven Säule eine Eisenwendel von außen mittels einer Akkumulatorenbatterie thermisch zum Verdampfen gebracht; innerhalb der Meßgenauigkeit des Pirani-Manometers war die Druckabnahme die gleiche, ob die Wendel verdampft wurde oder nicht, obwohl die Wand des Kolbens einen starken Eisenbelag aufwies. Daß durch eine derartige Eisenverdampfung kein Neon in unangeregtem Zustande, also ohne Entladung, aufgezehrt wird, hat bereits Frankenburger[10]) gefunden. Unser Versuch zeigt nun, daß auch keine wesentliche Anlagerung von angeregten oder metastabilen Neonatomen oder Ionen an Eisenteilchen stattfindet, wenn diese sich durch eine Neonentladung bewegen. Es war deshalb von vornherein zu erwarten, daß eine von uns vorgenommene Wiederholung des unter 1. erwähnten Argonversuches von Mierdel in Neon in der elektrodenlosen Hochfrequenzentladung keine Druckabnahme ergab.

6. Deutung der Versuchsergebnisse

Für den Grundvorgang der Aufzehrung scheiden offenbar alle Erklärungen von vornherein aus, die irgendwie von einer Anlagerung oder Absorption neutraler Gasatome ausgehen; denn dann müßte $\Delta N/\Delta t$ abhängig von N sein, und zwar sollte man erwarten, daß $\Delta N/\Delta t$ mit fallendem Drucke abnehmen, aber niemals zunehmen würde. Die Abhängigkeit von der Stromrichtung, die Proportionalität mit der Stromstärke, die Nichtbeteiligung der Glaswand und die Unabhängigkeit von der Zerstäubung legen die Erklärung nahe, daß das Gas in Form von positiven Ionen in die Kathode „hineingeschossen" wird, und diese Erklärung führt auch quantitativ zu ganz plausiblen Ergebnissen. Einer Stromstärke von 100 mA entspricht ein Ladungstransport von 360 Coul/Std. $= 2{,}3 \cdot 10^{21}$ Ionen; Messungen der Stromverteilung an der Kathode liegen für Edelgase zwar noch nicht vor und sind für Hohlkathoden überhaupt noch nicht angestellt worden; aus den bisher zur Verfügung stehenden Angaben über die Stromverteilung an der Kathode wird man aber schließen dürfen, daß an der Kathode der überwiegende Teil des Entladungsstromes von Ionen getragen wird. Dann ergibt sich aus den angeführten Zahlen, daß zur Erklärung der gemessenen Aufzehrungszahl die Annahme genügen würde, daß nur etwa jedes 10^4te der auf die Kathode auftreffenden Ionen in dieser stecken bleibt, und das ist ein jedenfalls ganz plausibler Anteil.

Auch die beobachtete Vergrößerung der Aufzehrung bei Erhöhung des Kathodenfalles, wie sie bei niedrigem Drucke unter Ansetzen der Entladung an der Außenseite der Hohlkathode eintritt, und die größeren Aufzehrungsgeschwindigkeiten bei Nicht-Hohlkathoden, den zweiseitig abgeschlossenen und den Eisenstäben, dürften nach der Ionenschußtheorie verständlich sein. Denn da in allen diesen Fällen der Kathodenfall wesentlich höher ist als im Innern einer Hohlkathode, kann man die Erhöhung der Aufzehrungsgeschwindigkeit zwanglos erklären durch die größere Geschwindigkeit der auf die Kathode auftreffenden Ionen und die dadurch bedingte größere Eindringtiefe. Die von dem Metall aufgenommenen Gasmengen sind zudem so erstaunlich groß, daß man ohne die Annahme eines wirklichen Eindringens des Gases (nach unserer Theorie in Form von hineingeschossenen Ionen) nicht auskommen dürfte. So hat sich z. B. bei einem der über mehr als 400 Std. ausgedehnten Versuche eine Abnahme des Druckes von 3,5 auf 0,5 mm Hg bei einem Volumen des ganzen Rohres von 1025 cm³ ergeben, wobei noch keinerlei Andeutung einer Sättigung zu bemerken war. Dies ergibt eine aufgezehrte Menge Neon von etwa 4 cm³ von Atmosphärendruck. Denkt man diese Atome auf die Oberfläche der Elektroden verteilt, so kommt man auf eine Aufeinanderlagerung von mehreren hundert Atomschichten, und man muß also annehmen, daß das aufgezehrte Gas in das Innere des Metalls hineingebracht wird und dort sich durch Diffusion verteilt. Die bisherigen Versuche, eine Diffusion von Edelgasen durch Metalle entsprechend der von Unedelgasen nachzuweisen, haben allerdings bisher weder für Helium und Argon[11]) noch für Helium, Neon, Argon und Krypton[12]) ein positives Ergebnis gehabt. Das kann aber daran liegen, daß die Edelgasatome vielleicht eben nur durch Ionenschuß in Metall eindringen können. Jedenfalls konnten auch wir durch bloßes Glühen der Elektroden mit Hochfrequenz ohne besondere Entladung während einer längeren Zeit niemals

[10]) W. Frankenburger u. Mitarbeiter, Zeitschr. f. Elektrochem. **37** (1931), 473. Für die Überlassung der Eisenwendel mit Halterung danken wir Herrn Frankenburger auch hier bestens.

[11]) C. I. Smithells u. C. E. Ransley, Proc. Roy. Soc. London A **150** (1935), 172.

[12]) W. Baukloh u. H. Kayser, Zeitschr. f. Metallkunde **27** (1935), 281.

eine Druckabnahme erreichen. Der Versuch, eine Diffusion der durch Ionenschuß eingedrungenen Edelgasatome durch Eisen nachzuweisen, ist in Vorbereitung. (Vielleicht ist es möglich, eine Trennung der Neonisotopen gewissermaßen durch „fraktionierte Aufzehrung" zu erhalten.) Anschließend erhebt sich die Frage, welche Gasbeladung man dem Metall zumuten kann, ehe Sättigungserscheinungen auftreten; die bisher in dieser Richtung angestellten Beobachtungen haben noch keine eindeutigen Ergebnisse gezeitigt und sollen noch fortgesetzt werden.

Nur die bei höheren Drucken gefundene Druckabhängigkeit der Aufzehrungsgeschwindigkeit kann mit der Ionenschußhypothese noch nicht ohne weiteres erklärt werden. Man könnte vielleicht an eine entsprechende Abhängigkeit der Stromverteilung denken, wie sie bei Keith Brewer und Miller[13]) angedeutet zu finden ist, oder auch an eine Änderung des Akommodationskoeffizienten im Sinne einer erhöhten Reflexion von positiven Ionen, wie sie Ingersoll und Sordahl[14]) an gasbeladenen Oberflächen gefunden haben.

Beide Zusatzannahmen sind aber wenig befriedigend und führen auch zu gewissen Schwierigkeiten mit den bewährten Kathodenfalltheorien. Vermutlich handelt es sich hier um einen noch unbekannten Grenzflächeneffekt, über den weitere Spekulationen anzustellen jedoch erst nach Abschluß der noch im Gang befindlichen Versuche angebracht ist.

7. Versuche mit Helium und Argon

In orientierenden Versuchen wurde zum Schluß in Helium und Argon die Aufzehrung gemessen, die auch noch auf Krypton und Xenon ausgedehnt werden soll.

Die Aufzehrungszahlen $\Delta N/\Delta t$ verhalten sich bei Drucken von etwa 2 mm Hg und 100 mA Belastung (Neon = 1 gesetzt) bei Argon/Neon/Helium wie 0,4 : 1 : 10. Auch dies ist im Einklang mit der Ionenschußhypothese, denn je kleiner die Atome bzw. Ionen sind, desto leichter werden sie in das Metall eindringen und in diesem sich verteilen können. Bemerkt sei dazu noch, daß die Stärke der Zerstäubung in diesen drei Gasen gerade am größten in Argon und am kleinsten in Helium ist, was als weiterer Beweis für die Unabhängigkeit der Aufzehrung von der Zerstäubung zu werten ist. Bei Helium allerdings findet sich ein größerer Teil als bei Neon im Zerstäubungsbeschlag, jedoch konnten niemals mehr als 10 v. H. zurückerhalten werden, so daß also auch hier die Hauptrolle bei der Aufzehrung jedenfalls dem Ionenschuß zuzuschreiben ist.

[13]) A. K. Brewer u. R. R. Miller, Phys. Rev. **42** (1932), 786.

[14]) L. R. Ingersoll u. L. O. Sordahl, Phys. Rev. **32** (1928), 649.

Zusammenfassung

Die Messungen der Aufzehrung von Edelgasen, insbesondere von Neon, in der Glimmentladung haben neben der Beibringung eines quantitativen und reproduzierbaren Zahlenmaterials vor allem zu Ergebnissen geführt, die mit der bisherigen Annahme eines unmittelbaren Zusammenhangs zwischen Aufzehrung und Kathodenzerstäubung nicht verträglich sind. Zur Erklärung am besten geeignet ist die Annahme, daß die Edelgasatome in Form von Ionen in das Kathodenmetall hineingeschossen werden. Mit dieser „Ionenschußtheorie" scheinen alle Einzelheiten des experimentellen Befundes zwanglos verständlich zu werden, mit Ausnahme des Befundes, daß die Aufzehrungsgeschwindigkeit vom Gasdruck abhängt, und zwar mit zunehmendem Druck abnimmt; hier fehlt noch eine brauchbare Zusatzannahme. Die Versuche werden nach verschiedenen Richtungen hin, auf die im einzelnen hingewiesen wird, fortgesetzt.

(Eingegangen am 5. Oktober 1936)

Versuche zur Theorie der Elektronenemission unter der Einwirkung hoher Feldstärken

Von Erwin W. Müller, Berlin-Siemensstadt

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium II der Siemenswerke)

Inhalt: Abkühlung der Kathode. — Geschwindigkeitsverteilung der Feldelektronen. — Abhängigkeit der Feldemission von der Austrittsarbeit.

Durch eine elektrische Feldstärke von einigen Millionen Volt/cm wird die die Elektronen zurückhaltende Potentialschwelle an der Oberfläche eines Metalles so verformt, daß Elektronenemission eintritt. Diese, auch als kalte oder autoelektronische Entladung bezeichnete Erscheinung wird insbesondere nach den theoretischen Arbeiten von Fowler und Nordheim[1]) als Tunneleffekt aufgefaßt. Es ergibt sich eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür, daß Elektronen, die vom Metallinnern gegen den abschließenden Potentialberg anlaufen, diesen durchdringen, wenn er durch hinreichend hohe Feldstärken genügend schmal gemacht worden ist. Die Durchlässigkeit der Potentialschwelle (Abb. 1) ist

$$D(w) = e^{-2\kappa \int_{x_1}^{x_2} (U - W)^{1/2}\, dx}$$

(w = Energie der Normalkomponente der Geschwindigkeit). Dir Durchtrittswahrscheinlichkeit wird also mit wachsender Breite des Potentialberges rasch sehr klein, so daß fast nur der Teil nahe dem kritischen Wert μ durchlässig ist. Weil nun die

[1]) R. H. Fowler u. L. Nordheim, Proc. Roy. Soc. (A) **119** (1928), 173.

Höhe des Potentialberges durch die Austrittsarbeit φ bzw. durch die infolge des Schottkyeffektes etwas erniedrigte Austrittsarbeit bestimmt ist, erhält man auf alle Fälle durch die Integration eine Durchtrittswahrscheinlichkeit von der Form $D \sim e^{-\text{const} \cdot \varphi^{3/2}}$ und die Stromdichte wird schließlich, solange $k\,T \ll e\,\varphi$ ist,

$$J = \frac{e}{2\pi h} \frac{\mu^{1/2}}{(\mu+\varphi)\varphi^{1/2}} F^2 \cdot e^{-\frac{4\varkappa}{3} \cdot \frac{\varphi^{3/2}}{F}}, \quad (1)$$

wo F die Feldkraft auf das Elektron bedeutet, $\varkappa$ eine Konstante ist und φ die Austrittsarbeit ist. Diese Formel gilt für einen dreieckigen Potentialverlauf. Die Abrundung des Potentialberges durch die Bildkraft läßt sich berücksichtigen und erniedrigt die zur Erzielung eines bestimmten Stromes nötige Feldstärke noch etwas, ändert jedoch nicht den Charakter der Formel (1).

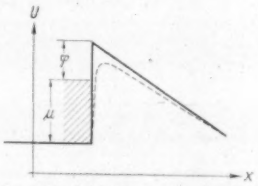


Abb. 1. Potential am Rande eines Metalls im starken elektrischen Feld

Schon vor den theoretischen Überlegungen fand man empirisch als Beziehung zwischen Stromstärke und Feldstärke

$$I = A \cdot e^{-\frac{B}{F}}, \quad (2)$$

die bis auf den Faktor F^2, der experimentell kaum herauszuarbeiten ist, mit der theoretisch geforderten Gl. (1) übereinstimmt. Auch die beobachtete Unabhängigkeit des Feldstromes von der Temperatur bis zum Einsetzen der thermischen Emission entspricht den Erwartungen.

Im Gegensatz zur Glühelektronenemission darf bei der Feldemission keine Abkühlung der Kathode eintreten, wenn die theoretische Vorstellung richtig ist. Es wurde dazu folgender Versuch angestellt: In einem Rohr befand sich gegenüber der Anode eine sehr feine Wolframspitze als Kathode, die auf einem heizbaren Wolframdrahtbügel angeschweißt war. Die Spitze wurde während des Versuches auf etwa 1100° K geheizt und dann an die Kathode eine Spannung gelegt, die einen Feldstrom von beispielsweise 5 mA ergab. Beim Anlegen der Spannung konnte nun keine Abkühlung der emittierenden Kathode beobachtet werden. Die Spitze war so fein, daß bei der angegebenen Stromstärke pro Hundertstel Volt Austrittsarbeit eine Abkühlung um 1° eintreten würde. Es handelt sich also bei den Feldelektronen nicht um solche Elektronen, die mittels ihrer thermischen Energie die Potentialschwelle überschreiten.

Auch die Geschwindigkeitsverteilung der Feldelektronen zeigt grundsätzliche Verschiedenheit von der der Glühelektronen. Zur Untersuchung diente ein Rohr (Abb. 2), in dem um eine feine Wolframspitze ein halbkugelig gepreßtes Drahtnetz als Anode und konzentrisch dazu eine Halbkugel aus Nickel als Auffänger angebracht waren. Legte man an die Anode eine Spannung von einigen Tausend Volt, so emittierte die Wolframspitze Elektronen, die größtenteils durch das Anodennetz hindurch gegen den Auffänger anliefen. Sie konnten ihn aber erst erreichen, wenn sein Potential um mindestens 5 Volt positiv gegenüber der Kathode war; Abb. 3 zeigt den Auffängerstrom als Funktion des Auffängerpotentials gegenüber der Kathode und die daraus abgeleitete Geschwindigkeitsverteilung. Diese

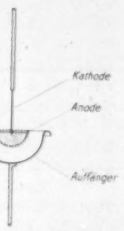


Abb. 2. Elektrodenaufbau zur Messung der Energieverteilung von Feldelektronen

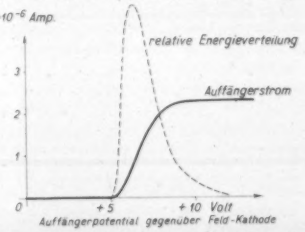


Abb. 3. Energieverteilung von Feldelektronen

ungewöhnliche Gegenspannungskurve ist ohne weiteres verständlich, wenn man die Potentialschwellen betrachtet, die die Elektronen bei dem Versuch zu überwinden haben (Abb. 4). Ohne Potentialdifferenz

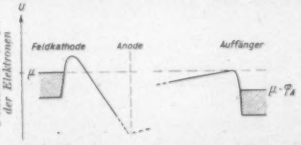


Abb. 4. Potentialschwellen bei der Messung der Energieverteilung von Feldelektronen

zwischen Kathode und Auffänger befinden sich die höchsten mit Elektronen besetzten Niveaus in beiden Metallen in gleicher Höhe, die Feldelektronen, die den schmalen Potentialberg der Kathode beschritten haben, können vor dem Auffänger nur

bis zur Höhe μ anlaufen und kehren wieder um. Erst wenn das Potential des Auffängers um den Betrag seiner Austrittsarbeit positiver gemacht wird, vermögen die Feldelektronen in den Auffänger einzutreten. Hierzu waren bei dem beschriebenen Versuch 5 Volt nötig entsprechend der Austrittsarbeit der Nickelelektrode. Dieser Versuch zeigt deutlich den gegenüber der Glühemission ganz anders gearteten Austrittsmechanismus bei der Feldemission, nämlich das Durchdringen des Potentialberges an der Oberfläche. Die Geschwindigkeitsverteilung entspricht den theoretischen Erwartungen, abgesehen von ihrer zur großen Breite, die vielleicht durch Mängel des Aufbaus vorgetäuscht wird.

Die quantitative Nachprüfung der wellenmechanischen Theorie stößt jedoch auf erhebliche Schwierigkeiten, weil man weder die Größe der emittierenden Fläche noch wegen der Spitzenwirkung die wirksame Feldstärke kennt. Nach Schottky hat man die durch die geometrische Anordnung gegebene und in einfachen Fällen berechenbare makroskopische Feldstärke noch mit einem Grobfeinfaktor β zu multiplizieren, um die wirkliche Feldstärke zu erhalten.

Nimmt man Gl. (1) als richtig an, so kann man aus der gemessenen Feldstromcharakteristik sowohl die emittierende Fläche als auch den die wirkliche Feldstärke bestimmenden Grobfeinfaktor ermitteln[2]). Man erhält dann Flächen von 10^{-8} bis 10^{-13} cm^2 und Grobfeinfaktoren von 10—500. Die Größenordnung der emittierenden Fläche scheint richtig zu sein. Zur Erzielung hoher Feldstärken ist es nötig, der Kathode eine starke Krümmung zu geben. Es ist dann schwierig, durch elektronenoptische Abbildungssysteme ein zuverlässiges Bild der emittierenden Kathode in genügender Vergrößerung zu erhalten, doch kann schon ein ganz einfacher Projektionsversuch Einzelheiten zeigen. In einem kugeligen Versuchsrohr war die Glaswand mit einer Kalziumwolframatschicht überzogen, auf die noch eine dünne Silberschicht als Anode aufgedampft war. Durch einen Ansatz war die Kathode mit einer Wolframspitze von 10^{-3} mm Radius eingeführt. Bei einer Spannung von etwa 10 kV wurden Ströme von 10^{-6} bis 10^{-3} Amp. erhalten. Da sich fast der ganze Spannungsabfall dicht an der Spitze konzentriert, fliegen die Elektronen praktisch senkrecht von der Spitze weg in gerader Bahn zur Leuchtschirmanode und geben dort ein Projektionsbild der Kathode. Unter Annahme eines genau radialen Fluges der Elektronen berechnet sich die Lateralvergrößerung zu 10000—100000. Auf dem Leuchtschirm erkennt man zum Teil scharf begrenzte Gebiete von einigen Zentimetern Ausdehnung, die mit steigender Spannung und entsprechend wachsender Stromstärke zwar heller werden, ihre Form aber dabei nicht ändern, also vermutlich Abbildungen von emittierenden Stellen der Kathodenoberfläche sind. Innerhalb der scharfen Begrenzung der Leuchtflecke beobachtet man noch ein dauerndes Flimmern, das wahrscheinlich durch die statistischen Schwankungen der Zahl der auf die Kathode treffenden Gasatome zu erklären ist.

Es ist schwer vorstellbar, wie auf einer mikroskopisch vollkommen glatten Fläche von weniger als 10^{-8} cm^2 Ausdehnung, die vielleicht einen Kristallit darstellt, noch so scharfkantige Unregelmäßigkeiten vorkommen sollen, daß die wirkliche Feldstärke gegenüber der Grobfeldstärke beispielsweise um den Faktor Hundert vergrößert wird. Solche unwahrscheinlich großen Grobfeinfaktoren β sind unter der Annahme der Gültigkeit von Gl. (1) berechnet worden, und zwar erhält man bei der Auswertung der Charakteristiken unmittelbar zahlenmäßig die Größe $\varphi^{3/2}/\beta$ und daraus den Grobfeinfaktor unter Annahme einer vernünftigen Austrittsarbeit. Zahlreiche Versuche, die Abhängigkeit der Feldemission von der Austrittsarbeit zu bestimmen[3]),

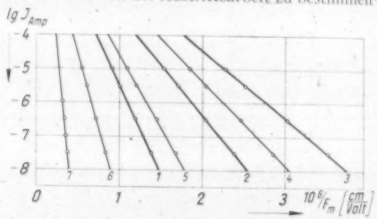


Abb. 5. Feldstrom-Kennlinien eines mit Barium bedeckten Wolframdrahtes

zeigten jedoch, daß die Feldemission wesentlich stärker von der Austrittsarbeit beeinflußt wird, als die Theorie fordert, und zwar in dem Sinne, daß bei kleiner Austrittsarbeit die für die Emission nötige Feldstärke sehr viel geringer ist als erwartet, während für höhere Austrittsarbeiten nahezu die theoretische Feldstärke von 10^7 Volt/cm zu einer merklichen Emission nötig ist.

Ein typischer Versuch sei beschrieben: In einem Rohr befindet sich ein sehr dünner Wolframdraht als Kathode axial in einem Anodenzylinder. Der Draht wird aus einem durch Hochfrequenz heizbaren Behälter mit Barium bedampft, die glühelektrische Austrittsarbeit wird in bekannter Weise gemessen und schließlich wird die Feldstromcharakteristik des kalten Drahtes aufgenommen. Die Austrittsarbeit der Kathode kann durch Abdampfen der Bariumschicht beliebig zwischen etwa 1,7 e-Volt und 4,5 e-Volt verändert werden. Die Charakteristik der kalten Emission wird wie in Abb. 5 zweckmäßig in den Koordinaten lg I und

[2]) T. E. Stern, B. S. Gossling u. R. H. Fowler, Proc. Roy. Soc. (A) **124** (1929), 699.

[3]) E. W. Müller, Zeitschr. f. Phys. **102** (1936), 734.

$1/F$ aufgetragen. Man erhält dann gerade Linien, deren Anstieg nach der Theorie durch $\varphi^{3/2}/\beta$ gegeben ist. Man darf wohl annehmen, daß sich bei ratenweisem Abdampfen des Bariums der Grobfeinfaktor nicht ändert und muß dann die verschiedenen Neigungen der Kennlinien den entsprechenden Austrittsarbeiten zuordnen. In Abb. 5 stellt die Gerade 1 die Kennlinie des dick mit Barium bedampften Drahtes mit etwa 2,5 e-Volt Austrittsarbeit dar, durch Abdampfen des aktiven Metalles bis zur einatomaren Bedeckung wird zunächst die Austrittsarbeit bis auf etwa 1,7 e-Volt erniedrigt, wobei man Gerade 3 als Feldstromkennlinie erhält, um dann nach weiterem stufenweisen Abdampfen des Bariums bis zum Wert des reinen Wolframs anzusteigen (Gerade 7). In Abb. 6 ist der Anstieg der verschiedenen Geraden als Funktion der Austrittsarbeit logarithmisch dargestellt. Es ergibt sich

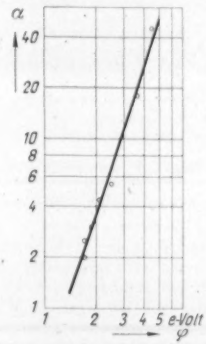


Abb. 6. Anstieg α der Feldstrom-Kennlinien als Funktion der Austrittsarbeit

eine neue Gerade mit dem Anstieg 3, d. h. im Exponenten der e-Funktion steht φ^3 statt $\varphi^{3/2}$. Ähnliche Versuche wurden mit aufgedampftem Magnesium, mit Cäsium- und Wolframoxyd-Cäsiumschichten angestellt, wobei Austrittsarbeiten bis zu 0,7 e-Volt erreicht wurden, die bei einer Feldstärke von einigen 10000 Volt/cm schon meßbare Ströme ergaben. Besonders muß festgestellt werden, daß auch dicke Barium- und Magnesiumschichten, die als massives Metall angesehen werden können, die Feldemission entsprechend der φ^3-Beziehung ergaben.

Die experimentell gefundene Abhängigkeit der Feldemission von der Austrittsarbeit in dem Bereich von 0,7—4,5 e-Volt ist mit der vorhandenen wellenmechanischen Theorie nicht zu verstehen. Auch alle versuchsweise eingeführten Annahmen über die Gestalt des Potentialberges an der Metalloberfläche führen sehr nahe wieder auf eine $\varphi^{3/2}$-Abhängigkeit. Es scheint die Annahme notwendig zu sein, daß eine niedrige, breitere Potentialschwelle leichter durchdrungen werden kann als eine wellenmechanisch äquivalente Schwelle von geringerer Breite und entsprechend größerer Höhe.

Zusammenfassung

Entsprechend der theoretischen Erwartung findet bei der Feldelektronenemission keine Abkühlung der Kathode statt. Auch die Geschwindigkeitsverteilung der Feldelektronen zeigt, daß die Elektronen ohne Überschreiten einer Potentialschwelle die Kathode verlassen. Dagegen erweist sich die Abhängigkeit des Feldstromes von der Austrittsarbeit als wesentlich stärker als nach der vorhandenen wellenmechanischen Theorie der Durchdringung einer Potentialschwelle angenommen worden ist.

Diskussionsbemerkung

W. Schottky, Berlin: Ich möchte einige Überlegungen zu dem vom Herrn Vortragenden gefundenen φ^3-Gesetz mitteilen. Die Feststellung, daß hier eine Abweichung von der wellenmechanischen Theorie vorliegt, möchte ich insofern begrüßen, als nach meiner Ansicht die doch immerhin grob vereinfachenden Berechnungen der Tunneltheorie bisher manchmal etwas zu glatt bestätigt worden sind. Soweit nicht irgendwelche Störeffekte oder ganz neue Mechanismen herangezogen werden sollen, glaube ich, daß man beim Ausbau der wellenmechanischen Theorie den wahren Verhältnissen näher kommen könnte durch Berücksichtigung folgender Punkte.

1. Das Verhältnis von Feinfeldstärke zu Grobfeldstärke ist von mir früher noch zu niedrig abgeschätzt worden. Wenn sich die Feinfeldstärke dadurch verdoppelt, daß eine Unebenheit vom Krümmungsradius $\varrho/2$ auf einer Unebenheit vom Krümmungsradius ϱ aufsitzt, so wächst mit zunehmender Akkumulierung immer feinerer Unebenheiten die Feinfeldstärke reziprok zum Krümmungsradius, kann also günstigstenfalls ein Verhältnis von etwa $3 \cdot 10^{-3}$ zu $3 \cdot 10^{-8}$, d. h. etwa 1000 erreichen.

2. Bei der Abschätzung der zu erwartenden Feldströme ist nicht nur die Größe, sondern auch die Flächenhäufigkeit eines Grob-Feinfaktors bestimmter Größe zu berücksichtigen. Je nach Struktur der untersuchten Fläche wird diese Häufigkeitsverteilung variieren, auf alle Fälle aber wird die Häufigkeit mit zunehmender Spitzenakkumulierung, also zunehmendem Grob-Feinfaktor außerordentlich stark abnehmen. Diese Häufigkeitsabnahme konkurriert mit der außerordentlich steilen Zunahme der spezifischen Emission bei wachsender Feldintensität und hat zur Folge, daß sich je nach der angelegten Grobfeldstärke verschiedene effektive Grob-Feinfaktoren ergeben. Die Ermittlung des Exponenten der theoretischen

Formel aus dem Gang mit der Feldstärke erfährt dadurch einen ähnlichen Einwand wie die Ermittlung der thermischen Austrittsarbeit aus dem Temperaturgang der Emission. Von diesem Einwand frei ist eine Bestimmung des Exponenten aus den Feldströmern selbst und der für diesen Zweck hinreichend genau bekannten Bruttomengenkonstante der theoretischen Formel.

3. Bei Berücksichtigung des hohen Seltenheitsfaktors für die kalt emittierenden maßgebenden Stellen, die theoretisch zu erwarten sind und die übrigens auch durch die Abbildungsversuche des Herrn Vortragenden gestützt werden, ergeben sich die wahren Grob-Feinfaktoren an diesen Stellen noch mehrfach höher als die in der angegebenen Weise errechneten (maximal etwa 70 statt 25 bei den Müllerschen Versuchen). Dadurch rücken die Abmessungen der nach der wellenmechanischen Theorie maßgebenden Potentialbergbreiten schon bei den schwächsten Feldern, bei denen noch kalte Emissionsströme meßbar sind, in atomare Dimensionen; für den Fall der höchst aktivierten Oberfläche habe ich als wahre Basisbreite der Potentialschwelle etwa 10^{-7} cm errechnet. Oder: die maßgebenden Feinfeldstärken kommen in die Größenordnung der für die Austrittsarbeit maßgebenden Atomfelder.

4. Damit verlieren die Voraussetzungen der bisherigen Theorie, die die Übergangszone der Austrittsarbeit klein gegen die Abmessungen des Potentialberges annimmt, ihre Gültigkeit. Es kommt auf den genauen Verlauf des Austrittspotentials oder -„Motivs" innerhalb und außerhalb der geometrischen Metalloberfläche an und bei mit Fremdatomen besetzten Oberflächen auf die Anordnung der Fremdatome und deren Polarisierbarkeit.

5. Auf Grund dieser Überlegungen würde sich die übermäßige Bevorzugung von Stoffen kleiner Austrittsarbeit bei der kalten Feldemission dann erklären lassen, wenn man generell annehmen könnte, daß bei diesen Stoffen die Übergangszone zwischen dem Innen- und Außenwert des Austrittspotentials breiter ist als bei Stoffen mit hoher Austrittsarbeit. Hierfür könnte bei reinen Stoffen der Zusammenhang zwischen Austrittsarbeit und Atomabstand, bei Fremdatomschichten die Verbreiterung des Übergangsgebietes durch die adsorbierte Schicht herangezogen werden.

6. Endlich ist darauf hinzuweisen, daß ein Teil des Müllerschen φ^3-Effektes darauf zurückgeführt werden könnte, daß die Oberfläche aktivierter und auch reiner Substanzen nach den neueren Untersuchungen von Linford, Langmuir und J. A. Becker aus Elementargebieten zusammengesetzt ist, deren Austrittsarbeiten sich um einige Zehntel Volt unterscheiden können. Infolgedessen kann auch die mittlere thermische Austrittsarbeit um Zehntel Volt größer sein als die Austrittsarbeit der aktivsten Flächen. Wollte man aber die ganze von Herrn Müller beobachtete Abweichung vom φ^3/n-Gesetz auf das Konto dieser Unterschiede setzen, so müßte man statt 1,7 Volt wahre minimale Austrittsarbeiten von weniger als 1 Volt bei den aktivsten Elektroden annehmen. Das liegt außerhalb der nach den sonstigen Beobachtungen für diesen Effekt zugelassenen Grenzen.

(Eingegangen am 30. September 1936)

Über die Wirbelbildung bei Schneidentönen

Von F. Krüger und H. Casper, Greifswald

(Vorgetragen von F. Krüger mit Vorführung von Zeitlupenaufnahmen)

(Hierzu Tafel XII)

Inhalt: Nach kurzer Darlegung der Wirbeltheorie der Hieb-, Spalt- und Schneidentöne wurden Zeitlupenaufnahmen der Wirbelbildung bei Schneidentönen vorgeführt, aufgenommen mit einer Zeitlupe der Firma Zeiss-Ikon in Dresden. Gegen die Theorie erhobene Einwände wurden an Hand dieser Aufnahmen widerlegt. Zum Schluß wird auf die engen Beziehungen zwischen der Wirbelbildung bei tonempfindlichen Gasstrahlen und der bei Schneidentönen hingewiesen.

Im folgenden möchte ich Ihnen einige Zeitlupenaufnahmen der Wirbelbildung bei der Entstehung von Schneidentönen und der damit verbundenen Pendelung der Luftlamelle, welche zur Entstehung der Schneidentöne Anlaß gibt, vorführen. Diese Aufnahmen lassen den Zusammenhang zwischen Wirbelbildung und Pendelung aufs klarste in Erscheinung treten und bestätigen damit die Wirbeltheorie der Schneidentonbildung; sie lassen damit eine Darstellung als unhaltbar erscheinen, die sich noch in einem verbreiteten Lehrbuch der Physik befindet, in dem es nach einer kurzen Erwähnung der Wirbeltheorie heißt: „Nach der früheren angeblich überwundenen Theorie (Strouhal) ruft das Luftband durch die Reibung an der Lippe ein schwirrendes Geräusch hervor. Es besteht aus einem Gewirr von verschiedenen Tönen, unter ihnen auch dem Grundton der Orgelpfeife, durch Resonanz auf diesen Ton spricht die Orgelpfeife an." Diese Theorie darf man nun wohl endgültig ins Reich der Märchen verweisen.

Über eine anschauliche Demonstration der Wirbelbildung bei Schneidentönen hinaus aber lassen die Zeitlupenaufnahmen genauer und eingehender die Vorgänge und ihre Gesetzmäßigkeiten erkennen als bloße Momentaufnahmen einzelner Phasen und geben damit die Aufklärung und Widerlegung von Einwänden, die von einigen Seiten gegen die Theorie erhoben sind.

Um dies zu erläutern, muß hier kurz auf die Grundlagen der Wirbeltheorie der Hieb-, Spalt- und Schneidentöne eingegangen werden.

Wenn Luft oder ganz allgemein Flüssigkeit an einem Hindernis, z. B. einem Stab oder Draht vorbeiströmt, lösen sich auf dessen Rückseite Wirbel ab, die nach einer kurzen Anlaufzeit sich zu einer Bénard-Kármánschen Wirbelstraße gegeneinander versetzter Wirbel anordnen, wobei dann abwechselnd ein Wirbel sich rechts und links des Stabes ablöst, wie das Abb. 1 schematisch zeigt.

Abb. 1. Wirbelbildung hinter einem Stab

Die Frequenz N dieser Wirbelablösung, welche in Luft transversal zur Strömungsrichtung gerichtete Schwingungen und damit Töne erzeugt, ist nun gleich der Tonfrequenz. Nach dem Vortragenden und A. Lauth[1]) ergibt sich hierfür: $N = \frac{U-u}{l}$, wo U die Strömungsgeschwindigkeit der Flüssigkeit, u die der Wirbel und l den Abstand zweier aufeinanderfolgender Wirbel bedeutet. Das Verhältnis $\frac{u}{U} = a$ ist eine Konstante, die noch von der geometrischen Gestalt des Hindernisses abhängt; sie ist theoretisch nicht mit Sicherheit[2]) berechenbar. Nach v. Kármán ist ferner der Abstand der beiden Wirbelreihen $h = 0{,}283 \cdot l$ und, da l dem Durchmesser D der Hindernisse proportional ist, $l = b \cdot D$. Setzt man also $u = a\,U$ und $l = b \cdot D$ ein, so wird

$$N = \frac{1-a}{b} \cdot \frac{U}{D} \quad \text{oder} \quad \frac{N \cdot D}{U} = \frac{1-a}{b} = \text{konst.}$$

Obwohl nun eine theoretische Berechnung der Konstanten $\frac{1-a}{b}$ bisher nicht möglich ist, läßt sich diese Wirbeltheorie der Hiebtöne mittels der letzten Formel quantitativ prüfen, da die Konstante einmal rein akustisch und andererseits rein hydrodynamisch bestimmt werden kann. Das letzte kann am einfachsten bei der Wirbelbildung an der Oberfläche von Wasser beim Vorbeiströmen an einem stabförmigen Hindernisse geschehen, wie das von v. Kármán und Rubach[3]) geschehen ist. Sie fanden in diesem Falle $a = 0{,}14$ und $b = 4{,}3$, so daß sich ergibt:

$$\frac{N \cdot D}{U} = 0{,}20 .$$

Diese Werte stimmen ausgezeichnet mit den rein akustischen von Strouhal[4]) gemessenen Werten von 0,199 bis 0,189 überein[5]).

Analog liegen die Verhältnisse bei den Spalttönen. Hier bildet sich auch ein v. Kármánsches System gegeneinander versetzter Wirbel nur mit entgegengesetztem Drehungssinn wie bei den Hiebtönen, wie vom Vortragenden und E. Schmidtke[6]) gezeigt ist und Abb. 2 schematisch angibt.

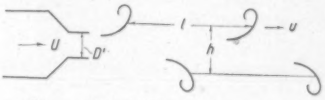


Abb. 2. Wirbelbildung an einem Spalt

Dafür gilt $N = \frac{u}{l}$ und da hier $\frac{u}{U} = a'$[7]) und $l = b' \cdot D'$, worin D' die Breite eines linearen Spaltes bedeutet, so ergibt sich

$$N = \frac{a' \cdot U}{b' \cdot D'} \quad \text{oder} \quad \frac{N \cdot D'}{U} = \frac{a'}{b'} .$$

Die Konstanten a' und b', die natürlich andere sind als a und b, wurden vom Vortragenden und E. Schmidtke durch hydrodynamische Messungen an einer aus einem Spalt strömenden Wasserlamelle bestimmt. Sie fanden $\frac{a'}{b'} = 0{,}046$, während sich aus den akustischen Messungen von W. Kohlrausch[8]) für diesen Ausdruck in guter Übereinstimmung damit der Wert 0,044 ergibt.

Weiter ließen sich in derselben Weise quantitativ die Strömungsverhältnisse bei den sog. Schneidentönen, die entstehen, wenn eine Luftlamelle gegen eine Schneide strömt, deuten, wie vom Vortragenden[9]) gezeigt wurde. Hier wird bekanntlich die Frequenz des Spalttones durch eine gegenüberstehende Schneide in der Weise beeinflußt und verändert, daß die Tonhöhe umgekehrt proportional mit zunehmendem Schneidenabstand f abnimmt bis zu einem Minimum, bei dem der Ton plötzlich um etwa eine Oktave in die Höhe springt, ein Vorgang, der sich bei weiterer Vergrößerung des Schneidenabstandes mehrfach wiederholt. Die nebenstehende, einer Arbeit von J. Rieth[10]) entnommene Abb. 3

[1]) F. Krüger u. A. Lauth, Ann. d. Phys. (4) **44** (1914), 801.

[2]) Vgl. W. Heisenberg, Phys. Zeitschr. **23** (1922), 363; dazu die Bemerkungen von L. Prandtl, ebenda S. 366.

[3]) Th. v. Kármán u. H. Rubach, Phys. Zeitschr. **13** (1912), 49.

[4]) V. Strouhal, Wied. Ann. d. Phys. **5** (1878), 216.

[5]) Vgl. auch E. G. Richardson, Proc. Phys. Soc. London **36** (1923), 153.

[6]) F. Krüger u. E. Schmidtke, Ann. d. Phys. (4) **60** (1919), 701.

[7]) Über die theoretische Berechnung von u/U für Lamellen, die aus einem linearen Spalt austreten vgl. Lord Rayleigh, Scientif. papers. Bd. I, S. 368; ferner E. G. Richardson, Proc. Phys. Soc. London **43** (1931), 400ff.

[8]) W. Kohlrausch, Ann. d. Phys. **13** (1881), 545.

[9]) F. Krüger, Ann. d. Phys. (4) **62** (1920), 673.

[10]) J. Rieth, Diss. Gießen 1917.

zeigt die Abhängigkeit der Tonhöhe der Schneidentöne vom Abstand Spalt—Schneide.

Schon Lord Rayleigh[11]) hat die Abhängigkeit der Höhe der Schneidentöne vom Schneidenabstand durch die Stauung der „Störung" (disturbance), welche diese Töne „begleitet", an der Schneide und die dadurch ausgelöste Rückwirkung des wahrscheinlich mit Schallgeschwindigkeit erfolgten Rückpralls auf den Spalt, wo diese dann eine neue „Störung" auslöst, erklären zu können geglaubt. W. König[12]) hat dann diesen Vorgang mathematisch formuliert und so gefunden, daß der Ausdruck $\frac{n \cdot f}{U}$ konstant sein muß. Aber König rechnet nur mit der Stauung der ausströmenden Lamelle an der Schneide, nicht aber mit der der Wirbel; so kann er auch die wiederholten Sprünge in der Tonhöhe nicht erklären.

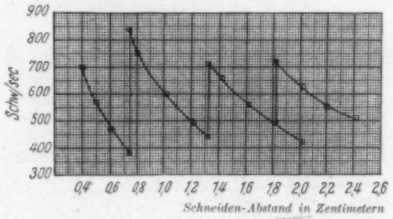


Abb. 3. Tonfrequenzsprünge bei zunehmendem Schneidenabstand nach J. Rieth

Dies gelingt nun, wie der Vortragende zeigen konnte, bei Zugrundelegung der Wirbeltheorie. Danach ist vor allem zu beachten, daß ja schon an einem Spalt selbst sich Wirbel mit einer von der Spaltbreite und der Strömungsgeschwindigkeit abhängigen Frequenz ablösen, wie oben dargelegt. Beim Aufstoßen eines solchen Wirbels auf die Schneide wird die Luft- bzw. Flüssigkeitslamelle auf die andere Seite der Schneide herübergedrückt, von dem nachfolgenden Wirbel mit umgekehrtem Drehsinn auf die andere Seite und so die Pendelung der Lamelle in gleicher Frequenz mit der des Auftreffens der Wirbel herbeigeführt. Ferner läuft eine Stauwelle beim Auftreffen des Wirbels zurück auf den Spalt, vielleicht mit Schallgeschwindigkeit c, jedenfalls aber mit einer sehr viel größeren Geschwindigkeit als u. Diese Welle löst beim Auftreffen am Spalt einen neuen Wirbel aus und reguliert so die Frequenz der Wirbelablösung. Die Dauer T dieses Vorgangs und damit auch die Schwingungsdauer der strömenden Lamelle ist gleich der Zeit, die der Wirbel gebraucht, um vom Spalt nach der Schneide zu laufen, plus der Zeit, die die Stauwelle gebraucht, um den Abstand von der Schneide zum Spalt zu durchlaufen, also

$$T = \frac{f}{c} + \frac{f}{u},$$

wenn u wieder die Wirbelgeschwindigkeit bedeutet, oder

$$T = f \cdot \frac{u + c}{u \cdot c} = \frac{f}{u},$$

da c groß gegenüber u ist.

Die Frequenz der Wirbelablösung wird somit $N = \frac{u}{f}$. Setzt man hier $\frac{u}{U} = a'' = \text{const}$, so ergibt sich $N = a'' \cdot \frac{U}{f}$ oder $\frac{N \cdot f}{U} = a''$. Da die Pendelung der Luftlamelle, welche die Schneidentöne erregt, mit der Frequenz des Auftreffens der Wirbel auf die Schneide erfolgt, so ist andererseits $N = \frac{u}{l}$, wenn l den Wirbelabstand bedeutet. Es ist also $l = f$, d. h. der Wirbelabstand gleich dem Schneidenabstand. Die Höhe der Schneidentöne ist also in Übereinstimmung mit der Erfahrung der Strömungsgeschwindigkeit U direkt, dem Schneidenabstand f umgekehrt proportional.

Akustisch wurde a'' von H. R. Göller[13]) zu etwa 0,4, von J. Rieth[14]) zu etwa 0,5 bestimmt. Aus hydrodynamischen Messungen an Wasserlamellen wurde in guter Übereinstimmung damit vom Vortragenden der Wert 0,4 erhalten[15]).

Durch die Rückwirkung der Stauwelle auf die Frequenz der Wirbelablösung, also die Frequenz der Schneidentöne, ist mithin die natürliche Frequenz der Spalttöne mit der Laufzeit der Wirbel zwischen Spalt und Schneide gekoppelt. Der Fall der Resonanz oder der größten Tonstärke wird also vorhanden sein, wenn der natürliche Wirbelabstand (der freien Spalttonwirbel) gleich dem Schneidenabstand f ist. Freilich ist die Resonanzkurve wegen der starken Dämpfung sehr flach und daher auch bei erheblicher Differenz zwischen l und f noch ein recht starkes Mitschwingen möglich. Wird jedoch mit zunehmendem Schneidenabstand f der Wirbelabstand bei der erzwungenen Schwingung immer größer und nähert sich dem Doppelten des Wirbelabstandes bei der frei strömenden Lamelle, wird also damit der „Zwang" zu groß, womit gleichzeitig die Tonstärke abnimmt, so stellt sich automatisch die Resonanzlage dadurch wieder her, daß sich in derselben Zeit doppelt so viele Wirbel als bisher ablösen. Der Wirbelabstand ist also gleich $f/2$, dem halben Schneidenabstand, und damit der Ton, der

[11]) Lord Rayleigh, Theory of Sound, Bd. II, S. 412, London 1896.

[12]) W. König, Phys. Zeitschr. **13** (1912), 1056.

[13]) H. R. Göller, Diss. Gießen 1912.

[14]) J. Rieth, Diss. Gießen 1917.

[15]) In der noch nicht aufgerollten Grenzschicht, in welcher sich ein kontinuierliches System linearer Elementarwirbel mit der Geschwindigkeit u fortbewegt, beträgt der Wert von u/U 0,5.

jetzt wegen der wieder eingetretenen Resonanz wieder lauter wird, um etwa eine Oktave höher. Bei der Vergrößerung des Schneidenabstandes tritt dann wieder eine erzwungene Vergrößerung des Wirbelabstandes und damit ein Sinken der Tonhöhe umgekehrt proportional dem Abstand ein, bis bei etwa dem Dreifachen des Schneidenabstandes gegenüber dem Wirbelabstand bei den Spalttönen ein neuer Sprung in der Tonhöhe auf etwa die Quint des Grundtones, also etwa den 3fachen Betrag der Grundfrequenz eintritt und nun der Wirbelabstand gleich einem Drittel des Schneidenabstandes wird. Diese Sprünge des Tones können sich noch mehrfach wiederholen, wie die obige Abb. 3 zeigt. Dieselbe Erscheinung des plötzlichen und wiederholten Sprunges in der Pendelungsfrequenz konnte E. Schmidtke[16]) an einer Wasserlamelle bei zunehmendem Schneidenabstand nachweisen, wie auch die Beziehung zwischen Wirbel und Schneidenabstand. Bemerkt sei noch, daß bei den Schneidentönen in einem gewissen Intervall des Schneidenabstandes sowohl der Grundton wie seine Oktave zu hören sind und ferner bei Entfernen und Annähern der Schneide der Sprung in der Tonhöhe nicht an derselben Stelle eintritt, also die für solche analogen Koppelungen bekannten „Zieherscheinungen" auftreten.

Das Vorstehende sollte nur einen kurzen Überblick über die behandelten Erscheinungen geben.

Die Wirbeltheorie der Hieb-, Spalt- und Schneidentöne ist hier also in der Weise experimentell geprüft worden, daß die akustisch bestimmten Konstanten mit den aus den entsprechenden Strömungsvorgängen an Wasser bestimmten Konstanten verglichen wurden. Nun war es natürlich erwünscht, die Strömungs- und Wirbelerscheinungen in Luft bei der Entstehung der Töne selbst zu beobachten. Solche Versuche sind bereits von verschiedenen Autoren gemacht. So hat van Schaik[17]) die Schwingungen der Luftlamelle einer Pfeife mit Hilfe einer stroboskopischen Methode und unter Zusatz von Talkpulver zum Luftstrom untersucht. Klare photographische Momentbilder, und zwar eine Reihe aufeinanderfolgender Einzelbilder während einer ganzen Tonschwingung eines Schneidentones hat mit einer Art von selbst konstruierten Kinematographen zuerst R. Wachsmuth[18]) aufgenommen, indem er die durch Beimischung von Äther oder Tetrachlorkohlenstoff sichtbar gemachte Lamelle mit etwa 3500 elektrischen Funken pro Sekunde belichtete, so daß er bei einer Tonhöhe von 435 Hz 8 Aufnahmestufen für eine Schwingung erhielt (vorher hatte schon F. H. Tufts[19]) einige Aufnahmen der Luftlamelle einer Orgelpfeife nach der Schlierenmethode gemacht). Wachsmuths Photographien zeigen aufs deutlichste die Wirbel an und auch schon vor der Schneide und das Entlanggleiten der rechtsdrehenden Wirbel auf der einen Seite der Schneide, der linksdrehenden auf der anderen Seite; auch hat er einige Aufnahmen von „freien" Luftlamellen gemacht, wie sie also bei den Spalttönen vorhanden sind, die die Wirbelbildung auch in diesem Falle deutlich erkennen lassen. Aber er spricht von dem vor der Schneide befindlichen, gebrochenen Teile der Lamelle als von „Bändern", die an der Schneide mit einem Wirbel abflössen und sagt ferner, daß bei stark vergrößertem Schneidenabstand ein Zerfall des Blattes eintritt. Die Pendelung des Luftstromes wird einfach auf dessen Stauung an der Schneide zurückgeführt, ohne daß als Ursache des Pendelns das Auftreffen der Wirbel auf die Schneide erkannt ist. Eine eigentliche Wirbeltheorie des Vorgangs zu geben, war damals natürlich noch unmöglich, da die v. Kármánsche Theorie der Stabilität der gegeneinander versetzten Wirbel noch nicht vorlag[20]). Eine kinematographische Wiedergabe dieser Einzelaufnahmen, welche den ganzen Vorgang besser verdeutlicht hätte, war auch nicht möglich.

Sehr gute Bilder von der Wirbelbildung an der Lippe von großen Orgelpfeifen hat Carrière[21]) zwar nicht photographiert, sondern mittels seines sog. Aerographen, auf dem das mittels beigemischtem Wasserdampfes sichtbar gemachte Bild des Luftstromes entworfen wurde, nachgezeichnet, indem er stehende Bilder nach der stroboskopischen Methode mit Hilfe einer sog. Schallturbine herstellte. In Abb. 4 (Tafel XII) ist eine solche sorgfältige Nachzeichnung Carrières für den Grundton, in Abb. 5 (Tafel XII) eine für den ersten (also nach dem ersten Oktavensprung) und den zweiten Oberton (nach dem zweiten Oktavensprung) wiedergegeben. Über diese Wirbel zwischen Spalt und Schneide sagt Carrière folgendes: „Zwischen Spalt und Lippe in der Mundöffnung existieren höchstens zwei Wirbel. Der eine innere und der andere äußere bilden ein Paar, von denen jedes Element eine dem anderen inverse Drehungsrichtung hat. Diese Regel gilt, vorausgesetzt, daß die ganze Ausbauchung der Lamelle, die einen unentwickelten Wirbel darstellt, als Wirbel ganz mitgezählt wird. Das Entstehen dieser Anschwellung, d. h. also der Wirbel, müßte scheinbar nahe an den Spalt zurückverlegt werden. Das Nichtvorhandensein von Wirbeln, die dem Spalt naheliegen, in den Bildern des Aerographen beweist lediglich, daß die

[16]) E. Schmidtke, Ann. d. Phys. **60** (1919), 715.
[17]) W. C. L. van Schaik, Arch. Néerl. **25** (1891), 315.
[18]) R. Wachsmuth, Ann. d. Phys. **14** (1904), 469.
[19]) F. H. Tufts, Phys. Rev. **14** (1902), 57.
[20]) Wie schwierig das Verständnis dieser Erscheinungen damals war, zeigt die ausgedehnte Diskussion, die sich an den Vortrag von R. Wachsmuth auf der Kasseler Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte anschloß [Phys. Zeitschr. **4** (1903), 745ff.].
[21]) Z. Carrière, Journ. d. Phys. (6) **6** (1925), 52; Le Journ. d. Phys. et le Radium **7** (1926), 7.

Wirbel im allgemeinen wenig deutlich hervortreten und Gefahr laufen, der Beobachtung zu entgehen."

Es kann schon hiernach kein Zweifel sein, daß sich zwischen Spalt und Schneide bei den Obertönen Wirbel bilden, wie sie ebenso die Aufnahmen von Wachsmuth und an Wasserlamellen die Aufnahmen von E. Schmidtke und vom Vortragenden zeigen, nur sind sie in dem unteren dem Spalt näheren Teil der Lamelle noch unentwickelt, ja zunächst latent, müssen aber in einer Diskontinuitätsfläche zwischen ruhender und bewegter Flüssigkeit, wie schon Helmholtz[22]) zeigte, stets vorhanden sein.

Diese Bilder von Carrière sind nach den Vorgängen an Pfeifentönen gemacht. Bei Pfeifen gibt bekanntlich das Resonanzrohr der Pfeife durch die hydrodynamische Koppelung mit den Schneidentönen, die an der Lippe der Pfeife entstehen, nur eine Stabilisierung der Schneidentöne. Nun versuchte aber Carrière auch an seiner Anordnung die Beziehung zwischen Frequenz bzw. Tonhöhe N und Schneidenabstand f, sowie zwischen Tonhöhe und Ausströmungsgeschwindigkeit U bzw. der ihr bei dieser Anordnung proportionalen Wurzel aus dem Druck p zu bestimmen, indem er die Koppelung mit dem Resonanzrohr der Pfeife dadurch aufzuheben suchte, daß er das Pfeifenrohr durch ein Brett abschloß und eine weite Öffnung an der Vorderseite anbrachte. Mit dieser Vorrichtung fand er nicht $N \cdot f = \text{konst.}$ und $N \cdot U = N \cdot \sqrt{p} = \text{konst.}$, sondern glaubt aus seinen Messungen die Beziehungen $N \cdot f^{3/2} = \text{konst.}$ und $N \cdot p^{3/5} = \text{konst.}$ ableiten zu können; aber er findet auch die v. Kármánsche Beziehung $\frac{h}{l} = \left(\frac{h}{f}\right) = 0{,}28$ nicht bestätigt. Es kann aber keinem Zweifel unterliegen, daß diese von Carrière gefundenen Beziehungen nicht zutreffen. Denn die Gesetze $N \cdot f = \text{konst.}$ und $N \cdot U = \text{konst.}$ sind ja nicht nur von H. R. Göller und von J. Rieth an Luftlamellen, sondern auch von E. Schmidtke an Wasserlamellen bestätigt. Der Grund für die abweichenden Resultate von Carrière dürfte vor allem darin zu suchen sein, daß bei seinen Versuchen die Koppelung der Schneidentönen mit dem Resonanzrohr der Pfeife bzw. mit dem Rest dieses Resonanzrohres keineswegs völlig aufgehoben war. Auch E. G. Richardson[23]) betont, daß für solche Versuche Einfachheit in der Apparatur wesentlich ist.

Ein klarer Einblick in die Wirbelbewegung vor und an der Schneide war zu erwarten, wenn es gelang, wirkliche sog. Zeitlupenaufnahmen von hinreichend hoher Frequenz von diesen Vorgängen zu machen. Das erschien möglich, nachdem es der Firma Zeiss-Ikon in Dresden gelungen war, eine Zeitlupe zu konstruieren, die 1500 Filmbilder normaler Größe pro Sekunde, 3000 von halber Größe pro Sekunde aufzunehmen gestattet. Bei einer Tonfrequenz von 150 Hz würden schon bei 1500 Aufnahmen pro Sekunde je 10 Phasen einer Schwingung wiedergegeben werden. Die Direktion der Zeiss-Ikon-AG. gestattete uns in entgegenkommenster Weise, Aufnahmen mit einer solchen Apparatur in Dresden zu machen. Sie wurden von Herrn Dr. Casper mit sachverständiger Unterstützung durch Herrn König bei der Zeiss-Ikon-AG. ausgeführt. Wenn die Aufnahmen nicht ganz so vollendet und so reichhaltig sind, wie dies vielleicht wünschenswert wäre, so bitte ich es damit zu entschuldigen, daß uns die Apparatur nur beschränkte Zeit zur Verfügung gestellt werden konnte. Aber ich möchte auch hier der Direktion der Zeiss-Ikon-AG., insbesondere Herrn Direktor Prof. Dr. Joachim für das große Entgegenkommen unsern wärmsten Dank sagen[24]).

Die Aufnahmen wurden mittels der Töplerschen Schlierenmethode gemacht; dabei wurde in einer Lochblende von etwa 4 mm Durchmesser mit einer Linse ein Bild des Lichtbogens entworfen, das dann hinter den Schlieren der strömenden Lamelle durch eine Kreisfläche von 10 mm Durchmesser abgefangen wurde. Als Gas diente Kohlensäure, die einer Bombe entnommen wurde. Aus dieser wurde die Kohlensäure in eine zweite Bombe geleitet und dann der Druck mittels eines Reduzierventils auf 1 Atm. herabgesetzt. An dieses war ein trockener Gasdruckregeler der Firma Bessin und Co., Berlin, angeschlossen, der den Druck auf etwa 10 cm Hg-Druck verminderte. Hierauf passierte die Kohlensäure noch eine Vorratsflasche auf der zur Konstanthaltung des Druckes ein selbstkonstruiertes Sicherheitsventil angebracht war. Von hier wurde dann die Kohlensäure mittels eines Nadelventils in den Holzkasten, an dem die aus Messingblech gefertigte Schneide befestigt war, geleitet. Aus ihr trat das Gas mit einem sehr geringen Überdruck von weniger als 1 mm Wasserdruck aus, bei völliger Druckkonstanz während eines Versuches. Die Spaltbreite betrug 0.9 mm, die Spaltlänge 15 mm, die Spalttiefe 6 mm. Der Keil bestand aus Messing und besaß einen Winkel von 15° bei einer Höhe von 15 mm und einer Seitenlänge von 24 mm. Zur Vermeidung von Reflexion des Lichtes an ihm war er berußt.

Der erste Teil der Zeitlupenaufnahmen gibt ganz langsame Wirbelbildungen und Lamellenschwingungen wieder, die unterhalb der Hörgrenze liegen, nämlich solche von etwa 4 Hz. Der Schneidenabstand betrug hier 9 mm. Die Aufnahmefrequenz in diesem Teil betrug 1520 und dann 1300 Aufnahmen pro Sekunde. Hier sind aus diesem Teil des Films zwei Aufnahmen, Abb. 6 und 7 (Tafel XII), wiedergegeben, von denen Abb. 6 (Tafel XII) die Bildung

[22]) H. von Helmholtz, Ges. Werke, Bd. I, S. 146.
[23]) E. G. Richardson, Sound, S. 170, London 1927.

[24]) Der Film kann von der Firma Zeiss-Ikon, Dresden, bezogen werden.

eines Wirbels auf der rechten Seite der Schneide, Abb. 7 (Tafel XII) die eines solchen auf der linken Seite der Schneide zeigt, während jeweils auf der Gegenseite ein vorher gebildeter großer Wirbel sich ausbreitet. Hier ist, was die Abbildung allerdings nicht zeigt, der Wirbelabstand gleich dem Schneidenabstand. Der dunkle Strich in der Lamelle ist durch Lichtbrechung in ihr verursacht.

Der nächste Teil des Films zeigt Aufnahmen, bei denen der Wirbelabstand gleich dem halben Schneidenabstand ist, also den Zustand, der nach dem ersten Oktavensprung besteht. In dem ersten Teil dieses Abschnittes beträgt die Tonfrequenz 122 Hz bei einem Schneidenabstand von 16 mm und einer Aufnahmefrequenz von etwa 1100 pro Sekunde; ein Bild hiervon gibt Abb. 8 (Tafel XII). Im zweiten Teil dieses Abschnittes herrscht eine Tonfrequenz von 284 Hz bei einem Schneidenabstand von 10 mm und einer Aufnahmefrequenz von 1360 pro Sekunde; aus diesem Teil ist Abb. 9 (Tafel XII) genommen. In dem letzten Teil des Films ist der Wirbelabstand gleich einem Drittel des Schneidenabstandes, wie es nach dem zweiten Oktavensprung der Fall ist. Die Tonfrequenz beträgt hier 196 Hz bei einem Schneidenabstand von 17 mm und einer Aufnahmefrequenz von 1200 pro Sekunde. Zwei Bilder aus diesem Abschnitt mit entgegengesetzten Phasen zeigen Abb. 10 und 11. Ein wirkliches Bild von der Bildung, dem Entlanglaufen der Wirbel an der Schneide und dem Pendeln der Lamelle gibt natürlich nur der Film selbst wieder.

Die Betrachtung der Zeitlupenaufnahmen ergibt nun auch die Widerlegung der Einwände, die H. Klug[25]) in seinen Versuchen der Beeinflussung der Luftlamelle bei den Schneidentönen mit seiner „Störschneide" gemacht hat. Diese Versuche bestanden darin, daß eine Schneide seitlich an die Lamelle herangeführt und die Stelle bestimmt wurde, an der eine Störung auftrat. Die sich so ergebenden Grenzkurven für die Störempfindlichkeit (Störkurven), die symmetrisch in bezug auf die Lamellenebene verlaufen, zeigen angenähert sinusförmigen Verlauf, und zwar stimmt die Zahl ihrer Maxima mit der Zahl der Wirbelabstände, die auf den Abstand Spalt—Schneide gehen, überein. Klug[25]) glaubt, daß diese Versuche mit der Wirbeltheorie der Schneidentöne des Vortragenden nicht vereinbar seien, daß zum mindesten die Theorie gewisser Ergänzungen bedürfe. Er nimmt dabei vor allem daran Anstand, daß er deutlich ausgeprägte Wirbel zwischen Spalt und Schneide nicht habe beobachten können, wie es nach der Theorie sein sollte, sondern immer erst vor der Schneide selbst. Dagegen ist zunächst zu sagen, daß, wie schon oben bemerkt, solche, allerdings erst schwach ausgeprägte Wirbel sowohl in der Photographie von Wachsmuth an Luftlamellen bei Schneidentönen, ferner in den Aufnahmen der Wasserwirbel von E. Schmidtke und vom Vortragenden zu sehen sind, und daß sie auch Z. Carrière deutlich gesehen und gezeichnet hat. Nun ist bezüglich der Störkurven zu bemerken, daß sie überwiegend im Gebiet der noch nicht voll entwickelten Wirbel zwischen Spalt und Schneide liegen. In diesem aber schwingt die Lamelle infolge der Stauung wie ein elastisches Band mit Knoten und Schwingungsbäuchen hin und her, wie man bei genauer Betrachtung der Filmbilder innerhalb einer Schwingungsperiode deutlich sieht. Dabei haben diese Schwingungsknoten ihre Lage im ersten Intervall an Spalt und Schneide, im zweiten (nach dem ersten Oktavensprung) auch noch in der Mitte zwischen Spalt und Schneide, im dritten (nach dem zweiten Oktavensprung) auch an zwei Stellen in diesem Intervall, also an denselben Stellen wie die Minima der Störungskurven.

Man sieht an einzelnen Bildern der Zeitlupenaufnahmen sehr deutlich, wie an den scheinbaren „Knickstellen" der Lamelle infolge deren Stauung am Keil sich zwei Schichten der Lamelle in entgegengesetzter Richtung aneinander vorbeischieben, womit die Bildung eines Wirbels gegeben ist. Die Stelle aber, an der dies geschieht, ist schon durch das Auftreffen der Stauwelle auf den Spalt vorbestimmt. Die Stauwelle läuft also wahrscheinlich nur in der Lamelle selbst oder an deren Oberfläche entlang. Im letzteren Falle stände sie in einer gewissen Analogie zu den zuerst von L. Matthiessen und A. Ahrendt[26]) gefundenen, dann experimentell wie theoretisch näher von Scheuermann[27]) untersuchten Kapillarwellen an Wasserstrahlen; hier laufen die Kapillarwellen von der Stauungsstelle aus, wo der Strahl auf ein Hindernis, z. B. eine Wand, aufstößt, der Strömung der Lamelle entgegen und ergeben scheinbar stehende, in Wirklichkeit aber nur stationäre Wellen auf dem Strahl, vorausgesetzt, daß die Geschwindigkeit der Kapillarwellen und die Strömungsgeschwindigkeit miteinander kommensurabel sind. Es erscheint jedenfalls wünschenswert, die Natur der Stauwelle an den strömenden Lamellen der Schneidentöne (auch ihre Abhängigkeit von der chemischen Substanz des Strahles bei ruhender Luft) völlig aufzuklären, was vielleicht durch weitere Zeitlupenaufnahmen möglich sein wird.

Im übrigen ist noch zu bemerken, daß ja schon Sondhaus[28]) gezeigt hat, daß man, um einen Luftstrahl zum deutlichen Tönen zu bringen, ihm sowohl irgendwie geformte Flächen oder Schneiden, wie auch Öffnungen, deren Durchmesser etwas größer ist, als der der gleichgeformten Austrittsöffnung des

[25]) H. Klug, Ann. d. Phys. (5) **11** (1931), 53.

[26]) A. Ahrendt, Phys. Rep. **24** (1888), 318.

[27]) R. Scheuermann, Ann. d. Phys. (4) **60** (1919), 233.

[28]) C. Sondhaus, Pogg. Ann. de Phys. et Chem. **91** (1854) 126 u. 214.

Strahles entgegenstellen kann. Das Letztere liegt also im Sinne der stabilisierenden Wirkung der Störschneiden, die Klug fand, und auch der Wirkung der Störspalte. Bemerkenswert aber ist, daß Begrenzungsflächen von der Form der Störkurven nach Klug den Ton bereits zum Aussetzen brachten, ehe die Begrenzungsfläche die den Störkurven entsprechende Lage innehatte, und zwar schon in Entfernungen annähernd gleich dem Maximalabstand der Störkurven von der Symmetriefläche der Lamelle, d. h. also, daß die Wirbel, wenn sie auch noch im Entstehungszustand sind, doch schon eine gewisse Entwicklungsfreiheit im Raum benötigen.

Die Frage der Frequenzabhängigkeit der Schneidentöne vom Schneidenabstand hat unter Zugrundelegung der für zwei parallele Wirbelreihen erweiterten v. Kármánschen Theorie stabiler Wirbelreihen auch E. G. Richardson[29]) behandelt. Aber dabei führt er die empirische Beziehung $\frac{N \cdot f}{U} = \text{konst.}$ als gegeben ein und erhält dann die Folgerung $f = l$, d. h. die Gleichheit des Schneidenabstandes mit der „Wellenlänge" oder dem Wirbelabstand. Damit ist aber keine Erklärung für die den Wirbelabstand und damit die Tonhöhe regulierende Wirkung des Schneidenabstandes gegeben. Sie bleibt danach, wie Richardson selbst an anderer Stelle sagt, durchaus „geheimnisvoll". Die Theorie des Vortragenden glaubt Richardson durch ein von A. M. Cassie vorgeschlagenes Experiment widerlegen zu können, das im folgenden besteht: Er läßt aus dem Windkasten zweier Luftstrahlen aus zwei getrennten Öffnungen zwei Strahlen austreten, stellt aber nur dem einen Strahl eine Schneide gegenüber; er meint dann, daß, wenn die Stauwelle, die durch Auftreffen der Wirbel auf die Schneide ausgelöst ist, bei ihrem Auftreffen auf den Spalt einen neuen Wirbel auslöst, müsse sie das auch an dem Spalt der zweiten Lamelle, der keine Schneide gegenübersteht, tun; das aber sei nicht der Fall. Dazu ist zu sagen, daß so etwas zu erwarten wäre, wenn von der Auftreffstelle der Wirbel der ersten Lamelle an der Schneide sich eine Stauwelle in Form einer Schallwelle in der ganzen Flüssigkeit verbreitete, wie man das vielleicht aus der ersten Darstellung bei König herauslesen kann. Aber schon Lord Rayleigh hatte sich vorsichtiger ausgedrückt und gesagt, daß jene Stauwelle sich „wahrscheinlich" mit Schallgeschwindigkeit auf den Spalt zu bewege. Der Vortragende hat in seiner Theorie der Schneidentöne auch zunächst für die Geschwindigkeit des Rücklaufs der Stauwelle die Schallgeschwindigkeit angenommen, aber von vornherein an eine Bindung der Welle an den Strahl oder seine Oberfläche gedacht. Nach dem oben Gesagten brauchte eine solche Welle aber nicht gerade Schallgeschwindigkeit zu besitzen.

Vor allem aber hat Richardson nicht klar erkannt, daß eine bei der Lamelle aus einem Spalt ohne gegenüberstehende Schneide vorhandene natürliche Eigenfrequenz (Spalttöne) erst durch den Schneidenabstand reguliert wird; nur wenn man dies beachtet, kann man die oben erwähnten, wiederholten Sprünge in der Tonhöhe bei zunehmendem Schneidenabstand als Folge einer Koppelung zwischen der Eigenfrequenz der Spalttöne mit der durch den Schneidenabstand vorgeschriebenen Frequenz erklären. Es ist daher auch falsch, wenn er (a. a. O. S. 400) sagt, daß die Hauptwirbel durch die Pendelung der Lamelle an der Schneide entstehen; es ist vielmehr umgekehrt, daß erst diese Wirbel den Anlaß zu der Pendelung geben, zu deren Entstehung ja sonst kein Grund vorhanden ist. Diese Wirbel aber entstehen aus der labilen Grenzschicht im Keime schon am Spalt[30]), wenn sie auch zur vollen Entwicklung erst mehr in der Nähe der Schneide kommen. Nur die sekundären, zuerst von E. Schmidtke bemerkten Wirbel, welche das Wirbelsystem auf jeder der beiden Seiten der Schneide zu einer vollen Bénard-Kármánschen Wirbelstraße ergänzen, entstehen, wie auch Richardson zutreffend bemerkt, erst durch Reibung an der Schneide oder dem Keil.

Zum Schlusse sei noch auf einen engen Zusammenhang der Erscheinungen bei den Schneidentönen mit denen bei den sog. empfindlichen Flammen bzw. Gasstrahlen hingewiesen. Die letzteren sind vor kurzem besonders eingehend von G. B. Brown[31]) untersucht worden. Solche aus linearen oder runden Spalten austretenden Strahlen können ja, wie die Entstehung der Spalttöne lehrt, selbst regelmäßige Wirbelreihen bilden. Leichter und ausgeprägter geschieht das bei der Einwirkung von Tönen bestimmter Frequenzbereiche, wie das die nebenstehenden, ausgezeichneten Aufnahmen von Brown erkennen lassen (Abb. 12, Tafel XII), in denen die Wirbel durch Rauch sichtbar gemacht sind.

Die obere Reihe dieser Bilder A bis G gibt Wirbelaufnahmen einer solchen linearen Lamelle von 1 mm Spaltbreite bei einer konstanten Frequenz von 126 Hz und abnehmender Ausströmungsgeschwindigkeit (A bei 380, B bei 320, C bei 310, D bei 180, E bei 160, F bei 130, G bei 100 cm/sec), aber bei konstanter Intensität des einwirkenden Tones wieder. Die untere Reihe der Aufnahmen von a bis g zeigt Wirbelbilder bei unveränderter, konstanter Frequenz des Tones und konstanter Ausströmungsgeschwindigkeit von 150 cm pro Sekunde,

[29]) E. G. Richardson, Proc. Phys. Soc. London **43** (1913), 394.

[30]) Vgl. W. E. Benton, Proc. Phys. Soc. London **38** (1926), 109.

[31]) G. Burniston Brown, Proc. Phys. Soc. London **47** (1935), 703; ferner vorher Phil. Mag. **13** (1932), 161 (hier auch die frühere Literatur über empfindliche Flammen).

Abb. 4. Grundton

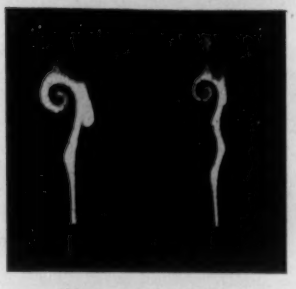


Abb. 5. 1. und 2. Oberton

Zeichnungen von Z. Carrière

Abb. 6

Abb. 7

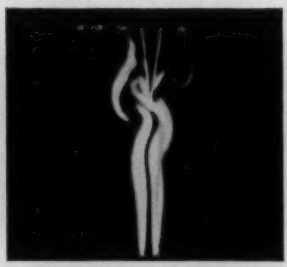


Abb. 8. $N = 122$ Hz

Zeitlupenaufnahmen. $N = 4$ Hz. 1520 Aufn. pro sec

Zeitlupenaufn. 1100 Aufn. pro sec

Abb. 9. $N = 284$ Hz

Zeitlupenaufn. 1360 Aufn. pro sec

Abb. 10. $N = 196$ Hz

Zeitlupenaufnahmen. 1200 Aufn. pro sec

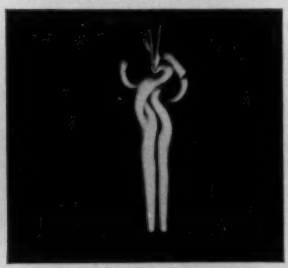


Abb. 11. $N = 196$ Hz

A B C D E F G

$U = 380$ 320 310 180 160 130 100 cm/sec

a b c d e f g

Abb. 12

Zu Abb. 12

A—G: $N = 126$ Hz, konstante Amplitude, Stromgeschwindigkeit U, abnehmend von A bis G

a—g: $N = 126$ Hz, U = konst. = 150 cm/sec. Amplitude: a: 1, b: $\frac{3}{4}$, c: $\frac{1}{2}$, d: $\frac{1}{3}$, e: $\frac{1}{4}$, f: $\frac{1}{7\frac{1}{2}}$, g: 0

Abb. 13

Abb. 12 u. 13. Aufnahmen tonempfindlicher Gasstrahlen von G. B. Brown

aber bei abnehmender Intensität des Tones und zwar so, daß, wenn man die Intensität bei der Aufnahme a gleich 1 setzt, sie bei b gleich $\frac{3}{4}$, bei c gleich $\frac{1}{2}$, bei d gleich $\frac{1}{3}$, bei e gleich $\frac{1}{6}$, bei f gleich $\frac{1}{24}$ beträgt und bei g gleich Null ist. Bei allen diesen Aufnahmen sieht man zwei einander berührende Reihen gegeneinander versetzter Wirbel.

Interessant ist nun, daß bei intensiven einwirkenden Tönen sich die Lamelle bzw. der Strahl in zwei Reihen getrennter Wirbel gabelt, deren eine aus linksdrehenden, deren andere aus rechtsdrehenden Wirbeln besteht. Diese Gabelung tritt besonders deutlich hervor an einem Strahl, der aus einer kreisförmigen Öffnung austritt, wie das die nebenstehende Aufnahme Browns (Abb. 13, Tafel XII) deutlich zeigt.

Aber auch die Aufnahmen A bis C der vorhergehenden Abb. 12 (Tafel XII) zeigen diese Gabelung bzw. starke Spreizung der beiden Wirbelreihen sehr deutlich. Diese getrennten Wirbelreihen ähneln also ganz den beiden Wirbelreihen an den beiden Seiten einer Schneide; es sieht so aus, als wenn eine unsichtbare Schneide oder ein unsichtbarer Keil dem Gasstrahl in den Weg gestellt wäre. Die Trennung der entgegengesetzt drehenden Wirbel bei dieser Gabelung einer empfindlichen Flamme oder eines empfindlichen Gasstrahles wird also offenbar dadurch ausgelöst, daß die Töne die Flamme oder die Lamelle zum transversalen Schwingen bringen. So stellt diese Gabelung einer empfindlichen Flamme gewissermaßen die Umkehrung des Vorganges bei den Schneidentönen dar: Bei diesen führt die Trennung der Wirbel das Pendeln der Lamelle, bei jenen das durch den einwirkenden Ton bewirkte Pendeln der Lamelle die Trennung der beiden Wirbelreihen herbei.

Zeitlupenaufnahmen an empfindlichen Gasstrahlen, die uns leider noch nicht möglich waren, würden diese Beziehung noch deutlicher in Erscheinung treten lassen. Aber noch manche anderen Probleme ähnlicher Wirbelbildungen und ihr Zusammenhang mit akustischen Vorgängen würden sich durch Zeitlupenaufnahmen klären lassen. Man kann daher Zeitlupenaufnahmen mit solchen hohen Frequenzen als ein neues Hilfsmittel bei der Untersuchung solcher Fragen betrachten.

Zusammenfassung

Die Wirbeltheorie der Hieb-, Spalt- und Schneidentöne wird unter Zugrundelegung des v. Kármánschen Satzes über die Stabilität von Wirbelreihen durch und durch geprüft. Ihre Bestätigung ergibt sich durch Vergleich der hydrodynamischen mit der akustischen Konstante. Alsdann werden die früheren Versuche zur Nachzeichnung und Photographie der Wirbelbildung bei den Schneidentönen erwähnt. Im Vortrage wurde dann der mit der neuen Zeitlupe der Firma Zeiss-Ikon, Dresden, aufgenommene Zeitlupenfilm, mit etwa 1500 Aufnahmen pro Sekunde, von der Wirbelbildung bei Schneidentönen verschiedener Frequenz vorgeführt, aus dem hier einige Aufnahmen wiedergegeben sind. Gegen die Theorie von einigen Seiten erhobene Einwände werden besprochen und an Hand der Filmaufnahmen widerlegt. Zum Schlusse wird auf die engen Beziehungen zwischen der Wirbelbildung bei tonempfindlichen Gasstrahlen, wie sie die Aufnahmen von G. B. Brown aufs klarste erkennen lassen, mit der Wirbelbildung bei den Schneidentönen hingewiesen.

Die Aufnahmen in Dresden wurden durch eine Unterstützung seitens der Gesellschaft von Freunden und Förderern der Ernst Moritz Arndt-Universität Greifswald ermöglicht, wofür der Gesellschaft auch hier der Dank ausgesprochen sei.

Physikalisches Institut der Universität Greifswald.

(Eingegangen am 20. Oktober 1936)

Zur anomalen Dispersion in Dipolflüssigkeiten

Von J. Malsch, Köln

(Mitteilung aus dem Institut
für theoretische Physik Köln)

Inhalt: Absorptionsmessungen in Dipolflüssigkeiten im Zusammenhang mit Dipoltheorie, Assoziation und Eigenschwingungen.

Wir wissen heute, daß die meisten Moleküle, insbesondere die organischer Substanzen, Dipole haben. In zahlreichen Fällen ist die Dipoltheorie von Debye durch Messungen in Gasen geprüft und immer wieder bestätigt worden. Versuchen wir hingegen, die einfachen Debyeschen Formeln auf Flüssigkeiten anzuwenden, deren abnormale elektrische Eigenschaften überhaupt erst zu der Theorie die Veranlassung gaben, so stellen wir im allgemeinen fest, daß wir hier die elektrischen Eigenschaften quantitativ nicht durch die Theorie darzustellen vermögen. Der Grund hierfür liegt darin, daß die Wechselwirkungskräfte zwischen den sehr benachbarten Dipolen die eigentlichen Dipoleigenschaften vollständig überdecken. In Verbindung mit den aus Messungen an Gasen gefundenen Dipolmomenten sind wir nun in der Lage, die inneren Felder, die durch Wechselwirkung der Dipole untereinander in Flüssigkeiten auftreten, abzuschätzen durch Messungen, z. B. der dielektrischen Sättigungserscheinungen oder der Molekularpolarisation[1]). Da diese Eigenschaften, die ganz verschieden durch die infolge von Assoziation auftretenden inneren Felder beeinflußt werden, im wesentlichen zu denselben Zahlenwerten für die inneren Feldstärken führen, erkennen wir, daß es sich bei der Assoziation wirklich um elektrostatische Kräfte handelt, die im

[1]) J. Malsch, Phys. Zeitschr. **33** (1932), 381.

Sinne der Statistik eine gegenseitige Bindung zur Folge haben. Als Grenzfälle solcher Bindungen sind dann auch zeitweilige Bildungen von Doppel- und Mehrfachmolekülen möglich.

Die Berechnung der inneren Felder ergibt, daß dieselben im allgemeinen kleiner sind als sie bei gleichförmiger Ladungsdichteverteilung sein würden, beim Wasser z. B. nur etwa 17 v. H., beim Äthylalkohol etwa 60 v. H. des der Dipoltheorie zugrundeliegenden Wertes, der sich aus der Clausius-Mosottischen Beziehung ergibt. Wechselwirkungskräfte gleicher Größenordnung sind natürlich auch zu erwarten, wenn keine äußeren Kräfte da sind und so führt diese statistische Betrachtungsweise der Assoziationserscheinungen zu der Vorstellung, daß die Wechselwirkung der Moleküle in der Flüssigkeit eine gewisse Ordnung herstellt[2]). Die räumliche Ordnung haben auch die bei der Streuung durch Röntgenstrahlen an Flüssigkeiten beobachteten Interferenzen gezeigt und P. Debye hat, von dieser Grundlage ausgehend, eine Theorie der Assoziationserscheinungen entwickelt, die der des Ferromagnetismus ähnlich ist, und die die inneren Kräfte zu berechnen gestattet[3]). In diesem Zusammenhang müssen nun auch die für Dipolsubstanzen so charakteristischen Erscheinungen der anomalen Dispersion und Absorption besprochen werden. Auch hier können wir zunächst nur rein empirisch vorgehen, da die eben erwähnte Theorie Debyes hierfür noch nicht durchentwickelt ist. Führt man in die Debyeschen Dispersionsgleichungen der einfachen Dipoltheorie die infolge von Assoziation modifizierten Felder ein, so findet man, daß sich am Verlauf von Dispersion und Absorption nichts wesentliches ändert, zu erwarten ist lediglich eine Verschiebung des ganzen Dispersionsgebiets nach der Seite kürzerer Wellen hin. In der Tat bleibt, wie die bisherigen Messungen zeigen, die Anwendbarkeit der einfachen Debyeschen Dispersionsformeln auch bei sehr starker Assoziation bestehen, und es ist wohl einer der schönsten Erfolge der in ihren Grundlagen so anschaulichen Dipoltheorie Debyes, daß sie trotz der primitiven Arbeitshypothese der Moleküle als reibende Kugeln bei einer Reihe von Flüssigkeiten quantitativ den vollen Dispersions- und Absorptionsverlauf ohne jede willkürliche Konstante wiederzugeben vermag. Bei der Berechnung kommen nur makroskopisch meßbare Größen und die Molekülradien zur Verwendung. So sind z. B. beim Äthylalkohol bis in das Bereich der Dezimeterwellen hinein Theorie und Experiment in guter Übereinstimmung[4]). Brauchbare Messungen bei noch kürzeren Wellen liegen noch nicht vor. Dasselbe gilt für fast alle bisher genauer untersuchten Substanzen. Die meisten Messungen, die besondere Dispersionseffekte ergeben haben, haben sich inzwischen als nicht einwandfrei herausgestellt[5]). Dies gilt vor allem für Stoffe, bei denen das Dispersionsgebiet im Bereich sehr kurzer Wellen zu suchen ist. Somit scheinen durch Einführung der elektrischen Wechselwirkungskräfte alle Schwierigkeiten, die Dipoltheorie auch quantitativ auf Flüssigkeiten anzuwenden, grundsätzlich behoben.

Nun kann aber schon rein anschaulich die Einführung eines konstanten inneren Zusatzfeldes nicht befriedigen, besonders wenn wir in das eigentliche Dispersionsgebiet hineinkommen. Für die Dipole ist die Zeit charakteristisch, in der sie sich im elektrischen Feld einstellen. Besitzt nun die Flüssigkeit infolge der Wechselwirkungskräfte eine gewisse Struktur, so wird für Strukturänderungen eine andere Relaxationszeit maßgebend sein, die man sich folgendermaßen veranschaulichen kann: wir nehmen aus der Flüssigkeit ein hervorgehobenes Molekül heraus; dann ist die Zeit, nach welcher sich das statistische Gleichgewicht praktisch wieder eingestellt hat, die uns jetzt interessierende Relaxationszeit. Diese Zeit wird immer größer sein als die Relaxationszeit des Einzeldipols. Liegen die Relaxationszeiten weit im kurzwelligen, so wird sich die hier eingeführte Zeit noch kaum bemerkbar machen, da man nicht mit der genügenden Meßgenauigkeit in das eigentliche Dispersionsgebiet vordringen kann. Aber es gibt auch Substanzen, bei denen das Dispersionsgebiet exakten Messungen bequem zugänglich ist; das bekannteste Beispiel hierfür ist das Glyzerin. Indessen ist es nicht möglich, die bisherigen Messungen am Glyzerin miteinander zu vergleichen, da seine physikalischen Eigenschaften, insbesondere die Zähigkeit, sehr stark vom Wassergehalt der sehr hygroskopischen Substanz abhängig sind. Messungen müssen also immer an in genau gleicher Weise hergestellten Präparaten ausgeführt werden. Solche Messungen liegen vor in den Arbeiten von Hiegemann[6]), Schmacks[7]) und Keutner[8]). Nehmen wir aus den Arbeiten zunächst die Ergebnisse am reinen Glyzerin heraus, so finden wir:

1. Für lange Wellen (100—20 m) ist die für alle Theorien der anomalen Dispersion geltende Beziehung[9]), daß die Hochfrequenzleitfähigkeit dem Quadrat der Wellenlänge umgekehrt proportional ist, erfüllt. Die Proportionalitätskonstante führt aber — nach den Formeln der einfachen Dipoltheorie ausgewertet — zu viel zu kleinen Molekülradien.

[2]) J. Malsch, a. a. O. S. 389.
[3]) P. Debye, Phys. Zeitschr. **36** (1935), 100 u. 193.
[4]) M. von Ardenne, O. Groos u. G. Otterbein, Phys. Zeitschr. **37** (1934), 533.
[5]) J. Malsch, Ann. d. Phys. (5) **19** (1934), 707.
[6]) J. Hiegemann, Ann. d. Phys. (5) **25** (1936), 337.
[7]) W. Schmacks, Ann. d. Phys. (5) **27** (1936), 285.
[8]) E. Keutner, Ann. d. Phys. (5) **27** (1936), 29.
[9]) Diese Beziehung ist also nicht nur für die Dipoltheorie charakteristisch, also auch nicht für sie „qualitativ" beweiskräftig, wie in neuester Literatur angeführt wird.

Die Theorie ist also nicht anwendbar. (In Übereinstimmung mit vielen früheren Beobachtungen.)

2. Die Fortsetzung der Versuche nach kürzeren Wellen (bis zu etwa 10 m) ergibt systematische Abweichungen in dem Sinne, daß die Hochfrequenzleitfähigkeit mit steigender Frequenz schneller als mit w^2 zunimmt (Schmacks). Nach der Dipoltheorie wäre ein langsameres Ansteigen zu erwarten. Formal bedeutet das ein Wachsen der früher von mir eingeführten[10]), von M. Wien als Sprungwellenlänge bezeichneten[11]), charakteristischen Konstanten y mit steigender Frequenz.

3. Versuche im Gebiet von 3—7 m Wellenlänge zeigen, daß hier die Größe y mit steigender Frequenz abnimmt, und zwar tritt zwischen 7 und 3 m ein starker Abfall ein, der mit weiter abnehmender Wellenlänge immer geringer wird (Keutner).

Wenn auch eine zahlenmäßige Diskussion dieser Messungen, die an anderer Stelle gegeben werden wird, etwas umständlich ist, so zeigen diese Beobachtungen doch direkt, daß die Größe y, der natürlich nun keine physikalische Bedeutung mehr zukommt, zwischen 7 und 10 m Wellenlänge ein Maximum haben muß. Eine nähere Betrachtung zeigt, daß dieses Verhalten in dem oben beschriebenen Sinn als Folge von Assoziation gedeutet werden kann. Gedanklich kommt die Einführung einer zweiten Relaxationszeit auf dasselbe heraus, wie die Annahme einer zweiten Sprungwellenlänge, wie sie von M. Wien[11]) und C. Schreck[12]) zur Erklärung der Erscheinungen in sehr zähen Lösungen eingeführt wurde. Es liegt daher nahe, diesen Sprungwellenlängen die Relaxationszeiten von Einzeldipol und Dipolstruktur zuzuordnen. Damit würde die Notwendigkeit, bestimmte Mehrfachmoleküle und deren Eigenschwingungen anzunehmen, entfallen. Die konsequente Einführung einer zweiten Relaxationszeit in die Debyeschen Gleichungen ist allerdings sehr verwickelt.

Um nun den Einfluß elektrischer Felder auf Glyzerinmoleküle von einer anderen Seite zu fassen, sind von Hiegemann und Schmacks noch Messungen an elektrolytischen Lösungen in Glyzerin ausgeführt worden. Die starken elektrischen Kräfte der Ionen auf die Dipole traten zuerst in Erscheinung in den Arbeiten von Gaertner[13]) und Whitmore[14]). Während Gaertner bei 15-m-Wellen ganz außergewöhnliche Erhöhungen der Leitfähigkeit fand, stellte dagegen Whitmore bei 75-cm-Wellen Erniedrigung der Leitfähigkeit fest. Die Hiegemannsche Arbeit bestätigte zunächst die Gaertnerschen Resultate und brachte darüber hinaus die Klarstellung, daß die Gaertnerschen Resultate nur zu einem kleinen Teil im Sinne der Debye-Falkenhagenschen Theorie erklärt werden können. Schmacks zeigte, daß die (rein elektrolytischen) Leitfähigkeiten der $MgSO_4$-Lösungen ein Maximum bei etwa 15 m Wellenlänge besitzen. Damit machte er die Whitmoreschen Messungen im Zusammenhang mit denen bei langen Wellen verständlich. Diese Maxima, die sich experimentell ganz ähnlich bemerkbar machen wie die Erscheinungen im reinen Glyzerin, sind wahrscheinlich aber ganz anders zu deuten. Hier handelt es sich voraussichtlich um die Bildung komplexer Ionen, deren einzelne Teile Schwingungen gegeneinander ausführen. Wir haben es hier also vermutlich mit Eigenschwingungen zu tun, wie sie ähnlich von I. Hausser an organischen Zwitterionen gefunden und gedeutet worden sind[15]).

Auch die Messungen in Lösungen können also zur Erkenntnis der Natur der inneren Kräfte herangezogen werden. Substanzen, wie Glyzerin, sind recht kompliziert. Sie scheinen deshalb zunächst für quantitative Messungen ungeeignet zu sein. Nur durch sehr vielseitige Beobachtungen dürfen wir hoffen, hier in ähnlicher Weise wie für andere assoziierte Stoffe gezeigt worden ist, näheres über die Wechselwirkungen der Moleküle zu erfahren. Dies ist insofern von besonderem Interesse, als wir — anknüpfend an die gedankenreichen Arbeiten von P. Lenard[16]) — vielleicht näheren Einblick in die Natur der inneren Reibung selbst erhalten können, sei es nun in die Vorgänge der Reibung von Molekül an Molekül oder von Molekülkomplex an molekularer Schicht.

Zusammenfassung

Der Versuch einer Deutung neuerer Absorptionsmessungen in Glyzerin fordert die Annahme einer Relaxationszeit für die Dipolstruktur neben der eigentlichen Relaxationszeit der Dipole. Versuche mit Elektrolytlösungen in Glyzerin weisen auf die Existenz von Eigenschwingungen von Ionenkomplexen im Gebiet kurzer elektrischer Wellen hin.

[10]) J. Malsch, Ann. d. Phys. (5) **12** (1932), 865.
[11]) M. Wien, Phys. Zeitschr. **37** (1936), 155.
[12]) C. Schreck, Phys. Zeitschr. **37** (1936), 549.
[13]) H. Gaertner, Phys. Zeitschr. **32** (1931), 919.
[14]) B. G. Whitmore, Phys. Zeitschr. **33** (1933), 649.
[15]) I. Haussner, Sitz.-Ber. d. Heidelberger Ak. d. Wissensch., Math.-nat. Klasse. 1935. Nr. 6.
[16]) P. Lenard, Ann. d. Phys. **61** (1920), 714.

(Eingegangen am 5. Oktober 1936)

Über die Absorptions- und Emissionsspektren der Ionen der Seltenen Erden im festen Zustand

Von H. Gobrecht, Dresden

Inhalt: Allgemeine Natur der Spektren. — Einige gefundene Übergänge, Auswahlregeln. — Aufspaltung in Kristallfeldern.

Die dreiwertigen Ionen der Seltenen Erden sind wie kein anderes Element durch ihre scharfen Spektren so gut geeignet, durch die Starkeffekt-

aufspaltungen ihrer Linien genauere Angaben über die Beschaffenheit der inneren elektrischen Felder zu machen, welche ja den starken Zusammenhang der Materie verursachen. Die Schärfe der Spektren ist nur dadurch zu erklären, daß man den Linien Übergänge innerhalb der geschützten 4-*f*-Schale zuschreiben muß, während Übergänge $4f \rightarrow 5d$, welche infolge Konkurrenz beider Bahnen (was man an der Überschneidung der Moseley-Geraden sieht) im optischen Gebiet möglich sind, diffuser sein dürften. Solchen Übergängen sind wahrscheinlich auch die verwaschenen Absorptionen des Ce^{+++} im Ultraviolett zuzuschreiben.

Es lassen sich also die für eine bestimmte Elektronenzahl möglichen Terme in der 4-*f*-Schale ausrechnen. Dabei bilden diejenigen mit dem größten L die Grundterme, welche ja nach Hunds Berechnungen des Paramagnetismus der Seltenen Erden und der experimentellen Übereinstimmung sichergestellt sind. — Die von Tomaschek und Deutschbein[1]) gefundene Fluoreszenz der reinen Salze muß nach genauer Untersuchung aller Spektren als Übergang von einem Term zu dem Grundtermmultiplett gedeutet werden. Hierbei erfolgt eine starke Durchbrechung der Auswahlregeln. Hätte z. B. bei Tb^{+++} der obere noch unbekannte Term im günstigsten Fall die innere Quantenzahl $J = 3$, so würde, da der Übergang zu allen Komponenten des Grundterms $[^7F_{6\ldots0}]$ erfolgt, eine Änderung der inneren Quantenzahl bis $\Delta J = 3$ erfolgen. Beim Pr^{+++} werden in Absorption Übergänge bis $\Delta L = 4$ und $\Delta J = 4$, ferner Interkombinationen beobachtet. Es ist bekannt, daß verbotene Linien in starken elektrischen Feldern auftreten. Die Felder in den Kristallen sind stark, etwa 10^6 Volt/cm, aber sie sind nicht so stark, daß die Aufspaltungen die Abstände der Multiplettkomponenten erreichen. Außerdem bleibt, von Abweichungen abgesehen, die Intervallregel bestehen, d. h. daß das J seinen Sinn behält. Dann aber müßten die J-Auswahlregeln bestehen bleiben, was ja nicht der Fall ist, wie eben gezeigt ist. Diese Schwierigkeit kann nicht erklärt werden.

Da nun die Grundterme durch Fluoreszenz beobachtet werden, kann aus der Formel für die Gesamtaufspaltung die Abschirmungskonstante sehr genau errechnet werden. So ergibt sich für Eu^{+++} in $Eu_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$ $\sigma = 34{,}4$ während van Vleck aus der Temperaturabhängigkeit des Paramagnetismus $\sigma = 34$ als bestenWert angibt[2]). Durch Extrapolation kann sie auch ungefähr für die Elemente angegeben werden, welche nicht fluoreszieren. Da aber die Fluoreszenz- und Phosphoreszenzspektren von gleichen Übergängen herrühren, was an der gleichen Lage der Emissionsgruppen zu sehen ist, läßt sich auch der Grundterm bei den nicht fluoreszierenden Elementen aus dem Phosphoreszenzspektrum ersehen. Daraus läßt sich wieder genau die Abschirmungskonstante für das Seltene Erdion berechnen. Der Wert liegt etwas niedriger als bei den Salzen. Da die Phosphoreszenzspektren sehr aufgespalten sind, folgt daraus, daß sich das Seltene Erdion in einem starken elektrischen Felde niedriger Symmetrie befindet. Eine Deformation des Ions ist die Folge, wodurch die geringere Abschirmung erklärt werden kann. Auch die Tatsache, daß die Elemente, welche nicht in reinen Salzen fluoreszieren, jedoch in Phosphoren Emission zeigen, könnte dadurch erklärt werden, daß die Auswahlregeln in den Feldern der Phosphore noch mehr durchbrochen werden. — Unter Benutzung der gefundenen Abschirmungszahl lassen sich auch die Gesamtaufspaltungen höherer Terme berechnen. So lassen sich die sechs Absorptionen des Sm^{+++} im Ultraroten als ^6F-Term deuten. Beim Pr^{+++} kann beinahe ein vollständiges Termschema gezeigt werden.

Sind aber einige Terme bekannt, so lassen sich die Starkeffektaufspaltungen berechnen. Bethe[3]) hat dies auf gruppentheoretische Weise getan. Die Zahl der Aufspaltungen eines Niveaus hängt von der Symmetrie des Feldes und von dem J-Wert ab. Um die Aufspaltungen zu beobachten, ist es erwünscht, wenn das eine der Niveaus, zwischen welchen der Übergang erfolgt, nicht aufspaltet. Dieser glückliche Zufall wurde beim Eu gefunden. Die Fluoreszenzspektren aller Eu-Salze und Lösungen zeigen beim Übergang vom oberen Term zum Niveau $J = 0$ des Grundterms eine scharfe, unaufgespaltene Linie, die natürlich auch in Absorption auftritt, da $J = 0$ das tiefste Niveau des Grundterms ist. Da die Intensität sehr gering ist, scheint es sich um den verbotenen Übergang $0 \rightarrow 0$ zu handeln. So ist es möglich, die Aufspaltungen der Niveaus des Grundterms mit den errechneten Werten zu vergleichen. Die Übereinstimmung ist gut, sofern man sich auf die Hauptlinien beschränkt. Es treten z. B. diffuse Nebenlinien auf, deren Natur noch nicht erklärt werden kann. Sicher sieht man, daß sich das Eu^{+++} im $Eu_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$ in einem elektrischen Kristallfeld von hexagonaler Symmetrie befindet.

Zusammenfassung

Durch Messungen im Ultrarot wurden einige Übergänge sichergestellt, an denen es möglich ist, die Starkeffektaufspaltungen durch die Kristallfelder zu beobachten.

[1]) R. Tomaschek u. O. Deutschbein, Phys. Zeitschr. **34** (1933), 374.

[2]) J. H. van Vleck, The Theory of El. and Magn. Susceptibilities, Oxford 1932.

[3]) H. Bethe, Ann. d. Phys. **3** (1929), 133.

(Eingegangen am 30. September 1936)

Übersicht über das Verhalten der Materie bei sehr hohen Drucken und Temperaturen

Von F. Hund, Leipzig

Die Gesetze, nach denen Materie aus Atomkernen und Elektronen zusammengesetzt ist, sind uns bekannt. Vom Kern selbst glauben wir heute, den Aufbau aus Protonen und Neutronen qualitativ zu übersehen und die Größenordnung der Energien zu kennen. Wir haben so eine Grundlage für die theoretische Behandlung des Verhaltens der Materie unter unirdisch hohen Drucken und Temperaturen bis zu einer Grenze im Druck, die mehrere Zehnerpotenzen höher liegt als das, was nach unserer Kenntnis in den Sternen vorkommt, und bis zu einer Grenze in der Temperatur, die einige Zehnerpotenzen über den Temperaturen im Sterninneren liegt. Physiker und Astrophysiker haben dieses Verhalten untersucht; da ein gewisser Abschluß der Erforschung der Grundlagen erreicht ist, ist ein Überblick möglich.

Ich beschränke mich auf die „Zustandsbeziehung", d. h. den Zusammenhang von Druck (p), Temperatur (T) und Dichte (ϱ) der Materie. Die Abbildung zeigt die Kurven konstanter Dichte (die Zahlen sind Zehnerlogarithmen der in g/cm³ gemessenen Dichte) in einer Ebene, deren Koordinaten die Zehnerlogarithmen des Druckes (in Atmosphären) und der Temperatur sind. Sie gilt in den Gebieten, wo keine Umwandlung der Atomkerne eintritt, für Stoffe in der Gegend des Eisens (der Einfluß des Stoffes ist aber gering), in den übrigen Gebieten für das thermodynamische Gleichgewicht. Es ist in die Abbildung hineingeschrieben, wo die betreffenden Zustände in der Natur vorkommen. Wir haben bei tieferen Temperaturen und niedrigeren Drucken den gewöhnlichen kondensierten (festen oder flüssigen) Zustand; bei höheren Temperaturen kommen wir zunächst zum Gas aus Molekeln oder Atomen, weiter zur Ionisation und zum Gas aus Elektronen mit Atomkernen darin; schließlich wird der Strahlungsdruck, der mit T^4 geht, wesentlich, er gibt eine obere Grenze der mit einem gegebenen Druck (der Materie und Strahlung) verträglichen Temperaturen. Gehen wir vom gewöhnlichen kondensierten Zustand zu höheren Drucken über, so ist die Kompressibilität zunächst gering. Die (Nullpunkts-) Energie der Zustände der Elektronen, die bei niedrigeren Drucken mehr zu den einzelnen Atomen, bei höheren mehr zum ganzen Körper gehören, nimmt nämlich mit dem Druck sehr stark zu. Wenn wir soweit sind, daß der Körper nicht mehr angenähert aus Atomen besteht, sondern aus Elektronen und Atomkernen (jenseits 10^8-Atm.), so ist die Kompressibilität größer. Wir haben die Verhältnisse des entarteten Elektronengases, es hängt stetig mit dem gewöhnlichen kondensierten Zustand und stetig mit dem nichtentarteten Elektronengas der hochionisierten heißen Materie zusammen.

Das ideale Elektronengas mit Atomkernen darin ist der Zustand der Materie in weiten Bereichen des Druckes und der Temperatur (als nichtentartetes, entartetes oder — über 10^{17} Atm. — relativistisch entartetes Elektronengas). Dies bedingt eine große Gleichförmigkeit und Einfachheit im Verhalten der Materie. Nach unten ist der Bereich begrenzt durch das Nichtidealwerden des Gases infolge der Coulombschen Kräfte, die schließlich zur Bildung der Atome im Gas oder kondensierten Zustand führen. Nach hohen Dichten hin könnte er begrenzt sein durch das Stärkerwerden der nichtcoulombschen (für den Kernbau wesentlichen) Kräfte zwischen den Teilchen; das gäbe so etwas wie eine van der Waalssche Abänderung. Ehe man zu so hohen Dichten kommt, tritt aber etwas anderes auf. Wegen der hohen Nullpunktsenergie der Elektronen wird es oberhalb 10^{23} Atm. energetisch günstiger, wenn sich die Materie in Neutronen umwandelt, also die Elektronen sich Protonen aus den Kernen holen und mit ihnen sich zu Neutronen vereinigen. Wir kommen in das Gebiet des idealen Neutronengases (rechts in der Abbildung entartet, oben in der Abbildung nichtentartet). Bei noch höheren Drucken (etwa von 10^{26} Atm. ab) weiß man dann nicht mehr, ob man die Kräfte zwischen den Neutronen vernachlässigen kann.

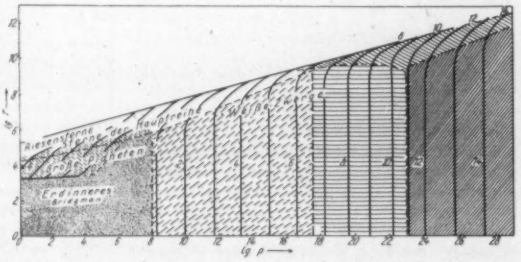


Abb. 1. Dichte der Materie im p-T-Diagramm (logarithmische Skalen)

Das Gebiet, wo keine Überraschungen im allgemeinen Verhalten der Materie, im großen und ganzen auch in den eben nicht betrachteten Eigenschaften[1]), zu erwarten sind, reicht so bis zu jenen hohen Drucken und bis zu Temperaturen von etwa 10^{11} Grad.

Zusammenfassung

Die Zustandsbeziehung $\varrho(p, T)$ der Materie bis zu etwa 10^{26} Atm. und 10^{12} Grad wird beschrieben.

[1]) Eine Übersicht und die Literatur gibt F. Hund in Ergebnisse d. exakt. Naturwiss. **15** (1936).

(Eingegangen am 22. September 1936)

Anomale Umladungserscheinungen bei sehr langsamen Kanalstrahlen

Von Franz Wolf, Danzig

Inhalt: Ältere Ergebnisse. — Verfeinerte Messungen liefern Anomalien. — Einfachere Verhältnisse bei Verwendung isotoper Ionen.

Nach älteren Erfahrungen nimmt die Ausbeute an umladenden Stößen für rasche Kanalstrahlen mit abnehmender Strahlgeschwindigkeit zu. Goldmann fand später in zwei Fällen unterhalb 4000 Volt eine Abnahme der Umladung mit verringerter Teilchenenergie, und Bartels sowie Döpel konnten im Zwischengebiet Maxima feststellen. — Dieser

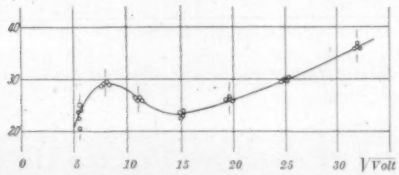


Abb. 1. Umladungsquerschnitt bei H_2^+

Charakter des Kurvenverlaufs wird, wenn man sich auf Stöße zwischen verschiedenartigen Teilchen beschränkt, auch auf Grund theoretischer Rechnungen, vor allem von Massey und Smith, erwartet. Insbesondere erfolgt hiernach der Abfall gegen kleine Geschwindigkeiten hin monoton, und die Umladung soll bei einem endlichen Einsatzpotential beginnen, das in erster Näherung proportional erwartet wird zu $\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \Delta^2$. Dabei sind m_1, m_2 die Massen der Stoßpartner und $\Delta = E_n - E_i$ die „Resonanzverstimmung", das ist der Unterschied

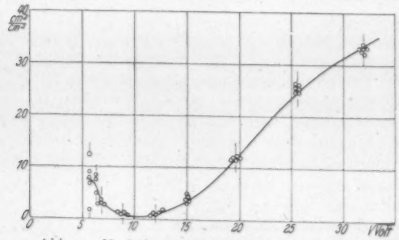


Abb. 2. Umladungsquerschnitt bei $H_2^+ \rightarrow Ar$

zwischen der vom Strahlion abgegebenen Neutralisierungsarbeit E_n und der Ionisierungsarbeit E_i des getroffenen Gasmoleküls. Nach Kallmann und Rosen bestimmt Δ auch die Ausbeute an umladenden Stößen. Je weniger sich bei den ausgewählten Stoßpartnern E_n und E_i unterscheiden, desto größer soll die Umladungsausbeute werden. Man erwartet, wenn man die Ausbeuten verschiedener Stoßprozesse über ihrem Δ aufträgt, eine Art Resonanzkurve, symmetrisch um den Wert $\Delta = 0$.

Meine ersten Messungen bei kleinsten Strahlgeschwindigkeiten, bis hinunter gegen 30 Volt, bestätigten nur teilweise den theoretisch geforderten Abfall. Bei einem Prozeß, $H_2^+ \rightarrow Ar$, stieg die Kurve nach anfänglichem Abfall entgegen aller Erwartung gegen kleinste Geschwindigkeiten hin wieder an. Auch Erfahrungen, die Ramsauer und Kollath aus Streumessungen abgeleitet hatten, wiesen mich darauf hin, daß die Umladung sich bei kleinsten Geschwindigkeiten anders als nach der einfachen theoretischen Voraussage zu verhalten scheint. Da meine bisherige Meßanordnung in diesem Gebiet wenig zuverlässig arbeitete, unterzog ich sie zur Prüfung dieser Merkwürdigkeiten einer wesentlichen Umgestaltung. Es handelt sich um eine Abänderung des elektrischen Feldes, das die durch Umladung neu entstehenden Ionen sammelt. Ich habe den wichtigsten Teil der Apparatur hierher mitgebracht und werde am besten an ihm die Einzelheiten der Verbesserung nach dem Vortrag erläutern. Ausgedehnte Kontrollen zeigten, daß die Anordnung zuverlässig zu arbeiten scheint.

Umladungsmessungen an zahlreichen Stoßprozessen zwischen den Gasen H_2, N_2, He, Ne, Ar und ihren Ionen haben nun sehr überraschende Ergebnisse gebracht. In vielen Fällen findet gegen kleine Geschwindigkeiten hin ein ähnlicher Wiederanstieg des Umladungsquerschnitts statt, wie ich ihn zuerst bei $H_2^+ \rightarrow Ar$ fand. Daran an schließt sich aber ein neuer Abfall, so daß ein Maximum zustande kommt, das sich dem theoretisch geforderten einfachen Abfall gegen kleinste Geschwindigkeiten hin überlagert. Man hat auch bei der Umladung eine Art „Ramsauereffekt". Bei $H_2^+ \rightarrow Ar$, das als Beispiel in Abb. 1 gezeigt sei, tritt das Maximum wie in einer Reihe anderer Fälle deutlich in dem der Messung zugänglichen Bereich hervor. Bei $H^+ \rightarrow Ar$, Abb. 2, glaubte ich früher, den theoretisch geforderten, einfachen Abfall bestätigen zu können, da ich die Kurve nur bis etwa 100 Volt herab verfolgte. Die neuen Messungen zeigen einen Wiederanstieg bei so kleinen Geschwindigkeiten, daß das Maximum nur noch angedeutet ist. Intensitätsmangel verbietet, die Messungen hier noch weiter hinab fortzusetzen. — In Abb. 3 wird eine Übersicht über alle untersuchten Kurven gegeben, sämtliche im gleichen Maßstab, sowie geordnet nach der Größe ihrer Resonanzverstimmung Δ. Überall zeigen sich Unregelmäßigkeiten, die aber von Fall zu Fall charakteristisch verschieden sind. Offenbar spielen mehr als die jeweilige Resonanzverstimmung individuelle Eigenschaften der Stoßpartner eine wichtige Rolle. Besonders bemerkenswert sind die großen Unterschiede zwischen den Kurven der Paare $\left\{\begin{matrix} H_2^+ \rightarrow Ar \\ Ar^+ \rightarrow H_2 \end{matrix}\right\}$ sowie $\left\{\begin{matrix} H_2^+ \rightarrow N_2 \\ N_2^+ \rightarrow H_2 \end{matrix}\right\}$ mit gleichem Betrag aber entgegengesetztem Vorzeichen der Re-

sonanzverstimmung, für die man zunächst jeweils ein ähnlicheres Aussehen erwarten möchte. — Das oben gestreifte Resonanzprinzip von Kallmann und Rosen ist in groben Zügen erfüllt. Man sieht sofort, daß die Kurven mit kleinem $|\Delta|$ im allgemeinen die größten Ausbeuten zeigen. Für einzelne Abweichungen von diesem Verhalten scheinen

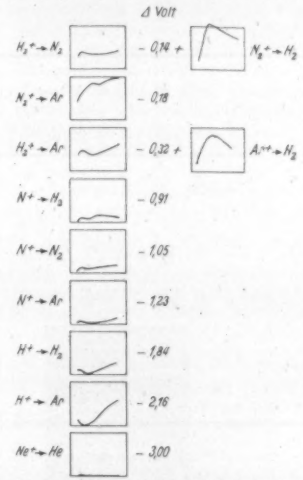


Abb. 3. Übersicht über sämtliche Umladungskurven, geordnet nach der Resonanzverstimmung Δ

auch hier individuelle Eigenschaften der Stoßpartner verantwortlich zu sein, die offensichtlich in die theoretische Behandlung einbezogen werden müßten, wenn sie den experimentellen Befund vollständig beschreiben sollte.

Es besteht aber die Möglichkeit, auch die einfache Theorie zu prüfen, wenn man Stoßvorgänge miteinander vergleicht, bei denen die Partner sich in nichts als durch die Masse unterscheiden. Dies gelingt etwa, indem man gegen dasselbe Gas die Ionen zweier Isotope schießt. Am auffallendsten muß der Massenunterschied bei D^+ und H^+ zu bemerken sein. Die Theorie sagt beispielsweise für die Stöße $D^+ \to Ar$ und $H^+ \to Ar$ Einsatzpotentiale voraus, die sich verhalten wie $\frac{2 \cdot 40}{42} : \frac{1 \cdot 40}{41} = 1{,}95 : 1$. Abb. 4 zeigt, daß auch für $D^+ \to Ar$ genau wie für $H^+ \to Ar$, dessen Kurve nochmals gestrichelt mit eingetragen ist, kein Einsatzpotential, sondern wieder ein Maximum bei kleinsten Geschwindigkeiten gefunden wird. Aber die Kurven haben wenigstens völlig ähnlichen Charakter. Vergleicht man nun versuchsweise anstatt der fehlenden Einsätze die Lage der Minima am unteren Ende der von der Theorie vorausgesagten großen Steilabfälle, nämlich etwa 13 und $10\sqrt{\text{Volt}}$ oder 170 und 100 Volt, so stehen tatsächlich sie nahezu in dem für die Einsätze vorausgesagten Verhältnis.

Wegen aller Einzelheiten vergleiche man die zur Zeit im Druck befindliche ausführliche Veröffentlichung in den Ann. d. Phys., sowie eine demnächst in den Ann. d. Phys. erscheinende Note.

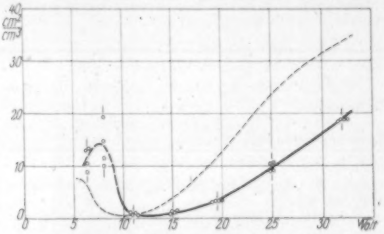


Abb. 4. Umladungsquerschnitt bei $D^+ \to Ar$, verglichen mit demjenigen bei $H^+ \to Ar$.

Zusammenfassung

Messungen mit zahlreichen Ionenarten in verschiedenen Gasen ergeben, daß bei kleinen Strahlgeschwindigkeiten der Umladungsquerschnitt gegenüber Ionen dem Ramsaueffekt ähnliche Anomalien zeigt.

Diskussionsbemerkung

R. Kollath: Die starke Intensitätsabnahme beim Übergang zu kleinen Ionenenergien, die von Herrn Wolf beobachtet wurde, hat ihren Grund z.T. darin, daß nach Strahlzerlegung im transversalen Magnetfeld die durch eine Blende tretende Teilchenzahl proportional zur Stärke des magnetischen Feldes ist. Während sich diese „Dispersions"-Eigenschaft bei Querschnittsmessungen nur als Intensitätsverminderung auswirkt, muß sie bei Messung von Geschwindigkeitsverteilungen oder bei massenspektrographischen Untersuchungen in der Auswertung besonders berücksichtigt werden, da sonst merkliche Fehler entstehen können, wie am Beispiel einer Arbeit von Klemperer [Zeitschr. f. Phys. **16** (1923), 280] gezeigt wird. Diese „Dispersions"-Eigenschaften magnetischer und elektrischer Zerlegungsfelder sind in vielen Fällen übersehen worden, worüber in einer ausführlichen Arbeit in den Ann. d. Phys. demnächst berichtet werden soll.

(Eingegangen am 22. September 1936)

Zur Erläuterung des Gebrauchs optischer Gitter für Röntgenspektroskopie

Von W. Kossel, Danzig

Inhalt: Beschreibung eines Demonstrationsversuches.

Da die Messung von Röntgenwellenlängen durch optische Gitter heute eine der wichtigsten Brücken zu den Zahlengrößen der Atomwelt ist, wäre es

sehr erwünscht, sie in der großen Hauptvorlesung über Physik zeigen zu können. Das ist nicht möglich. Der Kernpunkt aber, daß ein Beugungsgitter bei streifendem Einfall entgegen der lange anerkannten Meinung, Beugungsspektren von Wellenlängen entwerfen kann, die 3—4 Zehnerpotenzen kleiner sind als seine Gitterkonstante, läßt sich unmittelbar einem großen Kreis zeigen, wenn man den ganzen Vorgang im Verhältnis 1000 : 1 vergrößert, also sichtbares Licht auf ein Gitter fallen läßt, dessen Konstante nach ganzen Millimetern geht.

Wir erläutern die Größenverhältnisse in einem Schema:

Faktor 1000

	Praktische Messung	Demonstration
Gitterkonstante	μ	mm
Wellenlänge . .	10^{-6} cm	10^{-3} cm

Eine rechteckige Messingplatte erhält auf ihrer einen Hälfte 2 mm breite parallele Furchen, zwischen denen 2 mm breite Streifen blank stehen bleiben (Abb. 1.) Schwärzt man die Furchen, so ist dies Gitter mit der Konstante $d = 4$ mm im ganzen Hörsaal erkennbar. Man bildet einen horizontalen Spalt auf die Wand ab und läßt das Lichtbündel hinter der abbildenden Linse unmittelbar über dem

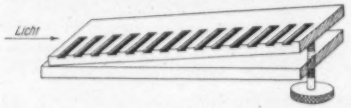


Abb. 1. Grobgitter zur Demonstration der Beugung bei streifendem Einfall

Gitter weg längs der Trennungslinie von glatter und geteilter Hälfte entlang gehen. Hebt man nun das Gitter mittels einer sein hinteres Ende tragenden Schraube in den Strahl, so taucht an der Wand ein Spiegelbild auf, das auf der Seite des glatten Teils einfach, auf der des gefurchten Teils von den bunten Streifen der Spektren begleitet ist, die das Gitter von den 8000mal so kleinen Wellenlängen des Lichtes entwirft. Mit wachsender Neigung taucht, während das weiße Mittelbild in die Höhe rückt, unter ihm eine Ordnung nach der anderen aus dem Schatten des Gitters. Das Farbenband ist immer in der gerade auftretenden Ordnung am breitesten, der Abstand der Ordnungen nimmt von unten nach oben ab, es besteht keine Symmetrie um die nullte Ordnung: aus der röntgenspektroskopischen Anwendung bekannte Züge dieser Anwendung eines Gitters.

Während das mit der Fräsmaschine hergestellte Gitter auf der kräftigen Messingplatte geeignet ist, stark die Größe des Schrittes einzuprägen, der sich mit diesem Prinzip von greifbaren unmittelbar ausmeßbaren Dimensionen um 3—4 Zehnerpotenzen herab zu den unter $^1/_{1000}$ mm liegenden Wellenlängen des Lichts machen läßt, bekommt man größere Dispersionen und Bilder, die auch bei genauem Zusehen sehr befriedigen, mit Gittern von guten Spiegelglasplatten, in die die Furchen, die ja wegen des streifenden Einfalls nur sehr flach zu sein brauchen, mit Flußsäure eingeätzt sind. Man geht bis etwa 0,2 mm Tiefe und versilbert das fertige Gitter im Hochvakuum, um Reflexionen von der Unterseite der Glasplatte auszuschalten. Es empfiehlt sich, an zweiter Stelle ein derartiges Gitter, das enger ist als das erste — etwa $d = 2$ mm —, anzuwenden. Seine Rippen können zwar aus größerer Entfernung nicht mehr unmittelbar gesehen werden, es liefert aber die doppelte Dispersion. Sehr hübsch lassen sich damit die Auslöschungsregeln prüfen, die vom Verhältnis der Streifenbreite zur Gitterkonstante bestimmt sind. Herr cand. Boettcher hat die Herstellung und Prüfung dieser Grobgitter auf Spiegelglas sehr exakt durchgeführt. Von ihm stammt die Aufnahme Abb. 2 (grüne Hg-Linie), die zugleich den eben erwähnten Intensitätswechsel der Ordnungen zeigt.

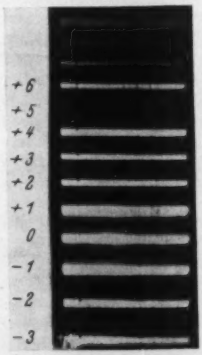


Abb. 2. Beugungsspektren des Grobgitters

Der Versuch hat sich in der Vorlesung seit 4 Jahren bewährt. Der Firma Spindler & Hoyer-Göttingen danke ich dafür, daß sie die dabei bewährten Hilfsapparate (Pohlscher Tisch mit Zubehör) für die Demonstration in Salzbrunn freundlichst zur Verfügung stellte.

Zusammenfassung

Die für die absolute Wellenlängenmessung an Röntgenstrahlen entscheidende Möglichkeit, Spektren durch Gitter zu erhalten, deren Konstante einige tausendmal so groß ist als die Wellenlänge, läßt sich mit Licht einfach und deutlich vorführen.

(Eingegangen am 3. Oktober 1936)

Der Einfluß von leichtem und schwerem Wasserstoff auf den selektiven Photoeffekt der Alkalimetalle

Von W. Kluge und W. Uhlmann, Berlin (AEG.)

Inhalt: 1. Einleitung. 2. Aufgabestellung. 3. Versuchstechnik. 4. Versuchsergebnisse. 5. Deutung der Ergebnisse. 6. Zusammenfassung.

1. Einleitung

Es besteht das Bestreben, zwischen der spektralen lichtelektrischen Empfindlichkeitskurve einer Oberflächenschicht und deren physikalisch-chemischer Struktur gesetzmäßige Zusammenhänge herzuleiten. Besonderes Interesse hat man dabei den Entstehungsbedingungen des selektiven Photoeffektes zugewandt, wie er an sog. zusammengesetzten Photokathoden im sichtbaren Spektralgebiet aufzutreten pflegt. Der Aufbau einer zusammengesetzten Photokathode kann am einfachsten durch das grobe Schema: Unterlagemetall–Zwischenschicht–adsorbierte dünne Alkalimetallschicht umschrieben werden (Abb. 1). Photokathoden vom Typ Unterlagemetall–adsorbierte unsichtbare Alkalimetallschicht, wie sie z. B. Ives[1]) und

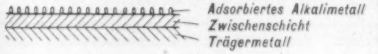


Abb. 1. Strukturschema einer zusammengesetzten Photokathode

Suhrmann[2]) untersucht haben, sollen in unsere Betrachtungen nicht einbezogen werden. An diesem zweiten Typ fehlt die sog. Zwischenschicht. An optisch spiegelnden Trägermetallen mit adsorbierten unsichtbaren Alkalischichten hat Ives eine gut bewährte Deutung für die beobachtbaren lichtelektrischen Ausbeutekurven gebracht.

Wir verbleiben im Rahmen der vorliegenden Untersuchung bei dem erstgenannten Schichtentypus (Abb. 1). Nach Gudden und Pohl[3]) und nach den Versuchen von Fleischmann[4]) zeigen dünne adsorbierte Alkalimetallschichten eine selektive Lichtabsorption. Der selektive Photoeffekt ist nach dieser Auffassung nichts anderes, als die lichtelektrisch ausgemessene optische Absorptionsbande der an der Oberfläche adsorbierten Alkalimetallatome. In welcher Weise die Zwischenschicht (die „Unterlage") die genaue spektrale Lage dieser Bande festlegt, bleibt dabei zunächst noch offen.

Ein anderer Erklärungsversuch für das Zustandekommen des selektiven Photoeffektes geht auf Campbell und Fowler[5]) zurück. Diese versuchen den selektiven Photoeffekt auf eine selektive Durchlässigkeit der Zwischenschicht für Elektronen eines bestimmten Geschwindigkeitsbereiches zurückzuführen. Olpin[6]) hat diese Anschauung weiter ausgebaut. Nach ihm bildet die Zwischenschicht, sofern sie kristalliner Natur ist, ein periodisches Potentialfeld. Dieses periodische Potentialfeld soll für diejenigen Elektronen, deren de Broglie-Wellenlänge mit der im Gitter existenzfähigen stehenden Welle übereinstimmt, bevorzugt durchlässig sein. Olpin leitet so zwischen der spektralen Lage des selektiven Photoeffektes λ_s und der Gitterkonstanten d der Zwischenschicht die Beziehung ab $\lambda_s = 330 \cdot d^2$ ÅE. Die Übereinstimmung dieser Formel mit den Beobachtungen ist, wie Zachariasen[7]) gezeigt hat, bisher nicht gut. Es gibt nur im qualitativen Sinne eine Übereinstimmung. De Boer und Teves[8]) haben die Mängel dieser Beziehung diskutiert. Sie betonen aber, daß ihr doch eine gewisse Bedeutung zukommt.

Olpin verzichtet bei seiner Deutung des selektiven Photoeffektes vollkommen auf die Mitwirkung einer selektiven Lichtabsorption der adsorbierten Alkaliatome. De Boer und Teves sprechen von einer „Photoionisation" der adsorbierten Alkaliatome. Der selektive Photoeffekt wird nach ihnen durch die selektive Elektronendurchlässigkeit der Unterlage hervorgerufen. Diese selektive Elektronendurchlässigkeit der Unterlage kann dabei auch als lichtelektrische Leitung aufgefaßt werden, welche die Elektronennachlieferung zur Oberfläche übernimmt. Es ist dabei aber noch nicht ersichtlich, zu welchen Anteilen das auffallende Licht, auch in spektraler Hinsicht, von den adsorbierten Alkaliatomen und von der Zwischenschicht absorbiert wird.

Olpin hat seine Beziehung in der Weise geprüft, daß er für ein vorgegebenes Alkalimetall die Zwischenschicht in ihrem chemischen Aufbau variierte und somit zwangsläufig deren Gitterkonstante. Nun scheint uns die experimentelle Prüfung insofern sehr erschwert, als bei dieser Art der Variation der Zwischenschicht stets deren physikalische und chemische Eigenschaften geändert werden, d. h. mehrere Parameter zugleich. Der Vergleich verschiedener Zwischenschichten (z. B. Hydride, Oxyde, Sulfide) wird dadurch unübersichtlich. Es stellen sich Schwierigkeiten in der Herbeiführung einer mengen-

[1]) H. E. Ives, Astrophys. Journ. **60**, 209 (86, 99).
[2]) R. Suhrmann u. H. Theissing, Zeitschr. f. Phys. **55** (1929), 701.
[3]) B. Gudden u. R. W. Pohl, Zeitschr. f. Phys. **34** (1925), 245.
[4]) R. Fleischmann, Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, math.-nat. Klasse, 1931, S. 253.
[5]) N. R. Campbell, Photoelectric cells and theier applications. London 1930. R. H. Fowler, Proc. Roy. Soc. London (A) **128** (1930), 123.
[6]) A. R. Olpin, Phys. Rev. **38** (1931), 1745.
[7]) W. H. Zachariasen, Phys. Rev. **38** (1931), 2290.
[8]) J. H. de Boer u. M. Teves, Zeitschr. f. Phys. **83** (1933), 521.

mäßig übereinstimmenden Zusammensetzung der verschiedenen Zwischenschichten ein. Die zu vergleichenden Schichten können in unkontrollierbarer Weise in verschiedenem Grade vielkristallin sein. Schließlich können metallische Gittereinlagerungen in verschiedenem Maße vorliegen und so zu verschiedenen Leitfähigkeiten führen. Im ganzen gesehen ist die Zahl der geänderten Parameter so groß, daß deren Wechselwirkung untereinander quantitative Betrachtungen jeder Art am selektiven Photoeffekt außerordentlich erschwert.

2. Aufgabestellung

Wir haben uns nun die Aufgabe gestellt, die Mitwirkung der Zwischenschicht am selektiven Photoeffekt auf eine andere als die bisher übliche Art zu studieren. Wir untersuchten die hydrierten Alkalischichten, die schon seit Elster und Geitel[9]) bekannt sind. Das Strukturschema von Alkalischichten, welche mittels Glimmentladung hydriert worden sind, lautet $M—MH—M$. Das Trägermetall M ist das Alkalimetall selbst. Als „zusammengesetzte" Photokathode besitzt sie damit die Mindestzahl der chemischen Komponenten, nämlich zwei. Wir haben uns die Frage gestellt Was geschieht, wenn man in dieser Oberflächenschicht den leichten Wasserstoff durch das schwere Isotop mit der Masse 2 ersetzt, wenn man also die Hydrid-Zwischenschicht durch die Deuteridschicht ersetzt? Kann man vielleicht Veränderungen in der spektralen Lage des selektiven Photoeffektes beobachten? Daß solche Veränderungen unter Umständen sehr klein sein konnten, darüber waren wir uns von vornherein klar, ebenso darüber, daß sie sich der Messung entziehen konnten. Andererseits ist aber bekannt, daß der Wasserstoff den Photoeffekt in weiten Grenzen zu ändern vermag. An der selektiven Stelle kann sich, wie Fleischer und Dember[10]) gezeigt haben, die Zahl der Photoelektronen um Faktoren bis zu 100 vervielfachen, wenn man vom gasfreien zum hydrierten Oberflächenzustand übergeht. Ähnliches zeigen die Arbeiten von Pohl und Pringsheim[11]) und Suhrmann[12]).

Es kommen demnach bei unseren Versuchen immer Oberflächenschichten zum Vergleich, die sich in ihrem chemischen Aufbau nicht unterscheiden. Durch die Variation des Wasserstoffes vermittels seiner Isotopen ändern wir nur die Masse der Zwischenschicht und somit ihre Eigenschaft in geometrisch-physikalischer Hinsicht. Insofern liegen klare und übersichtliche Vergleichsbedingungen vor. Darüber hinaus werden sich die Adsorptionskräfte, die die Zwischenschicht auf die adsorbierte Alkalischicht ausübt, für das Hydrid und das Deuterid nicht unterscheiden, da sie in beiden Fällen von den gleichen Atomkernladungen festgelegt werden.

[9]) J. Elster u. H. Geitel, Phys. Zeitschr. **11** (1910), 257.
[10]) R. Fleischer u. H. Dember, Zeitschr. f. techn. Phys. **7** (1926), 133.
[11]) R. W. Pohl u. P. Pringsheim, Verh. phys. Ges. **12** (1910), 682.
[12]) R. Suhrmann, Zeitschr. f. Elektrochem. 1929, Bunsenvortrag.

3. Versuchstechnik

Zur Durchführung der Versuche, insbesondere zum Bau der Versuchszellen, kamen alle neueren Mittel der Hochvakuumtechnik zur Anwendung. Sämtliche Versuchszellen hatten keinerlei Schliffe und Kittungen, so daß sie ausgeheizt werden konnten. Gepumpt wurde mit Öldiffusionspumpen mit einer Füllung von Apiezonöl B, das bei Zimmertemperatur einen Dampfdruck von $\sim 10^{-7}$ mm Hg hat. Überdies war zwischen Pumpe und Zelle noch

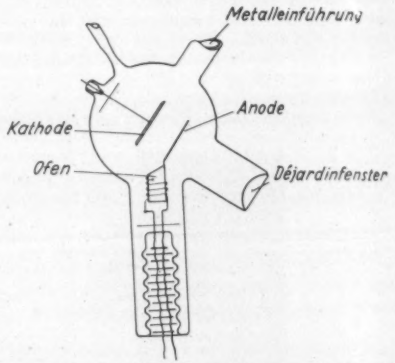


Abb. 2. Versuchsphotozelle zur Untersuchung des Lithiums

eine mit flüssiger Luft gekühlte Ausfriertasche eingeschaltet. Eine wesentliche Frage war die Reinheit des Alkalimetalles, ehe es mit Wasserstoff behandelt wird. Bei Kalium und Natrium verwandten wir Metall aus Glasampullen, welche an einer gesonderten Apparatur nach der Methode von Schröter[13]) hergestellt waren. Wir gewannen auch Kalium durch Reduktion von Kaliumchlorid mittels Kalzium. Die Kathoden wurden durch Destillation gewonnen. Als Zellenkörper dienten einfache kugelförmige Glasgefäße aus Thüringer Geräteglas. Die Zellenform, wie sie für das leichte Alkalimetall Li benutzt wurde, zeigt Abb. 2. Zum Teil wurde diese Zelle auch für die Untersuchung des Na verwendet. Bei dieser Zellenform wurde das Alkalimetall sehr langsam aus dem kleinen Öfchen auf die Kathodenplatte destilliert. Sämtliche Metallteile, außer der Wolframheizspirale für das Öfchen, bestanden aus vakuumgeschmolzenem Nickel und wurden im Vakuum

[13]) Vgl. hierüber Simon-Suhrmann, S. 67. Springer, Berlin 1931. Ebenso Espe-Knoll, S. 105. Springer, Berlin 1936.

mittels Wirbelstromheizung bis kurz unter den Schmelzpunkt des Nickels geglüht. Dann wurde Argon eingelassen und im Argonstrom durch den Einfüllstutzen das Na in Ampullenform bzw. das Li in Drahtform in das Öfchen eingebracht. Jetzt wurde der Füllstutzen wieder zugeschmolzen, das Argon abgepumpt und die Destillation, nachdem die Kathodenplatte nochmals mit Hochfrequenz geglüht worden war, durch Heizen der Wolframspirale eingeleitet. Die Destillationsgeschwindigkeit wurde so gewählt, daß in 3—4 Stunden eine genügend kompakte Schicht erzielt war. Der Wasserstoff wurde durch Pd-Röhrchen über eine mit flüssiger Luft gekühlte Ausfriertasche eingefüllt. Die Hydrierung geschah durch eine Glimmentladung in leichtem bzw. schwerem Wasserstoff. Den schweren Wasserstoff entwickelten wir aus schwerem Wasser mit einem D-Gehalt von 99,6 v. H. Wir ließen hierzu den Dampf dieses Wassers auf reinstes Kalium im Vakuum einwirken. Für die spektralen Messungen wurde ein Doppelmonochromator von Leiss verwendet. Die Spalten wurden auf 0,6 mm eingestellt. Im selektiven Gebiet des Natriums bei 320 mμ gelangt dann bei jeder Einstellung ein Spektralbereich von 7 mμ auf die Zelle. Im selektiven Gebiet des Lithiums bei 290 mμ sind es 5 mμ. Als Lichtquelle diente das Kontinuum einer Wolframglühlampe. Für die Untersuchung des Lithiums standen genügend Hg-Linien zur Verfügung. Beim Natrium mußten wir zu dem etwas intensitätsschwächeren Wasserstoffkontinuum übergehen.

4. Versuchsergebnisse

Zunächst wurde Kalium untersucht. Am reinen Metall fanden wir, gemessen von der roten Grenze bis zur Wellenlänge 400 mμ, einen stetigen Verlauf der Ausbeutekurve. Ein spektrales Maximum trat in diesem Bereich nicht auf. Wir befinden uns damit in Übereinstimmung mit älteren Versuchen von Pohl, Suhrmann und Fleischer[14]). Die Behandlung mit leichtem und schwerem Wasserstoff durch Glimmentladung ergab nun in beiden Fällen ein ausgeprägtes selektives Maximum, jedoch keinen meßbaren Unterschied in dessen spektraler Lage. Wir fanden das Maximum in Übereinstimmung mit Ives[15]) bei 425 mμ. Dabei war es gleichgültig, ob die Kaliumkathoden aus dem Kaliumchlorid oder aus dem Ampullenmetall hervorgegangen waren. Eine zweimalige Wiederholung des Versuches an zwei anderen Zellenpaaren änderte an dem Ergebnis nichts.

Hieraus schlossen wir, daß es nur Sinn haben konnte, die Versuche an den leichteren Alkalimetallen fortzusetzen. Wir gingen daher zum Natrium über. Das Verhalten des reinen Metalls zeigt Abb. 3. Die Ausbeutekurve verläuft im untersuchten Spektralbereich bis 300 mμ nahezu normal. Das Eigenschaftswort „rein" für das Metall ist hier in einem relativen Sinne zu verstehen. Wir können selbstverständlich nichts Quantitatives darüber aussagen, wieviel Wasserstoff das Metall in diesem Zustande noch enthalten kann. Die Behandlung mittels Glimmentladung im Wasserstoff läßt nun bei dieser Oberfläche Kurven mit einem sehr steilen selektiven Maximum bei 321 mμ entstehen. Wir befinden uns dabei in sehr guter Übereinstimmung mit Krefft[16]), der das selektive Maximum des massiven Na bei ~ 320 mμ findet und seine Kurve durch zahlreiche Meßpunkte belegt. Ebenso findet Krefft einen leicht unsymmetrischen Verlauf der glockenförmigen Kurve. Es scheint besonders dem Natrium eigen zu

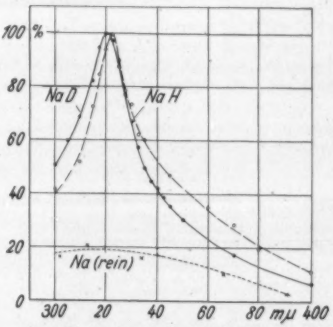


Abb. 3. Spektrale Empfindlichkeit des Natriums im reinen Zustand sowie nach Behandlung und leichtem bzw. schwerem Wasserstoff.
Größte beobachtete Violettverschiebung am Na

sein, daß nach der Hydrierung das selektive Maximum eine ausgesprochen große Steilheit und besonders geringe Halbwertsbreite besitzt. Wir finden nun, daß die NaD-Kurve gegenüber der NaH-Kurve eine Violettverschiebung zeigt. Die Verschiebung ist zwar gering. Sie ist jedoch sicher meßbar. Der Umstand, daß die Maxima sehr steil sind, erleichtert die quantitative Angabe der erfolgten Violettverschiebung. Es gelang uns auch, solche Kurvenpaare an den gleichen Zellen nach einigen Tagen zu reproduzieren. Das kann nicht wundernehmen, wenn man bedenkt, daß der Dampfdruck des massiven Natriums bei Zimmertemperatur nur 10^{-11} mm Hg beträgt. Es erhebt sich nun sofort die naheliegende Frage: Ist diese beobachtete Violettverschiebung eine Zufälligkeit, bedingt durch den spektralen Streubereich des Maximums, den nach unseren sonstigen Erfahrungen jede irgendwie behandelte Alkalioberfläche aufweist, oder ist sie eine

[14]) a. a. O.
[15]) H. E. Ives u. A. L. Johnsrud, Opt. Soc. Amer. **11** (1925), 565.
[16]) H. Krefft u. M. Pirani, Zeitschr. f. techn. Phys. **14** (1933), 393.

Erscheinung, die dem Einfluß des schweren Wasserstoffes zuzuschreiben ist? Wir haben die Versuche wiederholt und die Resultate in der Tab. 1 zusammengestellt. Es wurden im ganzen 5 NaH-Zellen mit 5 NaD-Zellen verglichen. Wir sind dabei so vorgegangen, daß wir die spektrale Lage der Mitte jeder Bandenkurve bestimmten. Wir können, im Hinblick auf die dichte Folge der Meßpunkte und durch die Verwendung des Wasserstoffkontinuums als Lichtquelle, jedes Maximum mit einer Genauigkeit von $\pm$ 0,5 mμ angeben, wenn man die Kurven in geeignetem Maßstab aufträgt. Im Streubereich aller gefundenen Maxima liegen im langwelligen Teil die NaH-Oberflächen, im kurzwelligen die NaD-Oberflächen. Wir erkennen somit am Natrium eine geringe, jedoch gerade noch nachweisbare Violettverschiebung um 1—2 mμ. Die Tendenz der Violettverschiebung ist in jedem Fall vorhanden, wenn der leichte Wasserstoff durch sein schweres Isotop mit der Masse 2 ersetzt wird. Der Vollständigkeit halber möchten wir noch anführen, daß die Ordnung in der Tab. 1 gestört wird, wenn Messungen an einkristallinen Oberflächen, die wir durch Zufall zweimal erhielten, mit eingetragen werden.

Tabelle 1

Streuung der spektralen Lage der selektiven Maxima am Na nach Behandlung mit leichtem bzw. schwerem Wasserstoff an 5 Zellenpaaren (Fehler $\pm$ 0,5 mμ)

Zellenpaar Nr.	Wellenlänge in mμ					
	319,5	320	320,5	321	321,5	322
1			D		H	
2		D			H	
3				D	H	
4	D					H
5		D		H		

Eine eindeutigere Klärung der Verhältnisse konnten wir durch Messungen an entsprechenden Lithiumoberflächen erwarten. Das Lithium mit seiner Kernmasse 6 und 7 wird beim Übergang vom leichten zum schweren Wasserstoff von allen Alkalimetallen relativ am stärksten beeinflußbar sein. Tatsächlich tritt auch am Lithium die Violettverschiebung deutlich in Erscheinung (Abb. 4). Wir untersuchten das Metall zunächst vor der Behandlung mit Wasserstoff. Wir fanden dort eine kleine Ausbeute und bis zur Wellenlänge 250 mμ keine selektive Wirkung. Der Kurvenverlauf ist derselbe, den Millikan[17]) an im Vakuum geschnittenen Lithiumoberflächen erhalten hat. Die hydrierten Schichten zeigten immer eine blaugraue Oberflächenverfärbung. Die mit leichtem Wasserstoff behandelte Oberfläche zeigte nun beim ersten Zellenpaar ein selektives Maximum bei 297 mμ. Demgegenüber wurde an der mit schwerem Wasserstoff behandelten Lithiumoberfläche ein selektives Maximum bei 288 mμ gefunden. Der Fehler, der beim Bestimmen des Maximums aus der Kurve gemacht werden kann, beträgt $\pm$ 1 mμ. Die selektiven Maxima liegen demnach um etwa 9 mμ auseinander. Wir untersuchten das gleiche Zellenpaar nach Ablauf von 30 Tagen und fanden für beide Zellen praktisch denselben Kurvenverlauf mit einem etwas erhöhten Wellenlängenunterschied von 11 mμ für das selektive Maximum. Hieraus geht hervor, daß die Lithiumoberflächen für die Bearbeitung der eingangs vorgelegten Frage genügend stabil sind.

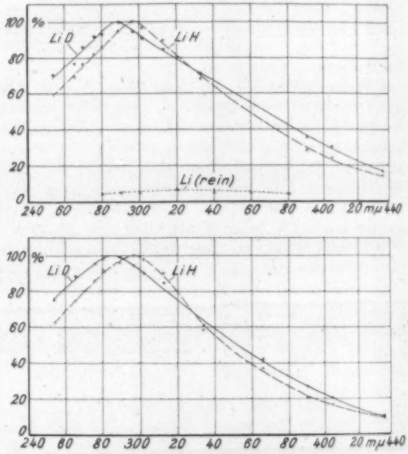


Abb. 4. Spektrale Empfindlichkeit des Lithiums im reinen Zustand sowie nach Behandlung mit leichtem bzw. schwerem Wasserstoff
Oberes Kurvenpaar: unmittelbar nach der Herstellung
Unteres Kurvenpaar: nach 30 Tagen

An einem zweiten anderen Zellenpaar konnte die Violettverschiebung wiedergefunden werden. Sie betrug dort 12 mμ. Damit ist wohl gezeigt, daß die Erscheinung der Violettverschiebung keine Zufälligkeit sein kann, sondern tatsächlich dem unterschiedlichen Einfluß beider Wasserstoffarten zuzuschreiben ist. Ein weiterer Reproduktionsversuch an einem dritten Zellenpaar ergab wiederum eine Violettverschiebung, und zwar von 7 mμ. Die absolute Lage der Maxima weicht hier allerdings von den ersten beiden Zellenpaaren etwas ab, scheint uns aber ohne grundsätzlichen Belang zu sein. Es soll hierüber später noch mehr Material gebracht werden. Alle ausgeführten Messungen sind in der Tab. 2 zusammengestellt.

5. Deutung der Ergebnisse

Am Lithium, als dem leichtesten Alkalimetall, haben wir bei der Wasserstoffsubstitution die größte

[17]) R. A. Millikan u. W. H. Souder, Proc. Nat. Acad. Amer. **2** (1916), 19 (101).

Violettverschiebung des selektiven Maximums gefunden. Das ist verständlich, denn die relative Massenänderung des Moleküls ist hier gegenüber den übrigen Alkalimetallen am größten. Während die Violettverschiebung am Natrium eben gerade noch meßbar ist, gelingt deren Nachweis am Kalium nicht mehr.

Tabelle 2

Streuung der spektralen Lage der selektiven Maxima am Li nach Behandlung mit leichtem bzw. schwerem Wasserstoff an 3 Zellenpaaren, sowie hervorgerufene Violettverschiebung

Zellenpaar Nr.	Spektrale Lage der sel. Maxima bei		Violettverschiebung $\Delta\lambda$
	H	D	
1	297 mμ	288 mμ	9 mμ
1 nach 30 Tg.	297 mμ	286 mμ	11 mμ
2	299 mμ	287 mμ	12 mμ
3	289 mμ	282 mμ	7 mμ
Fehler:	± 1 mμ	± 1 mμ	± 2 mμ

Eine sinnvolle Deutung unserer Versuchsergebnisse wird nun dadurch ermöglicht, daß durch die Untersuchungen von Zintl und Harder[18]) die Gitterkonstanten des Lithiumhydrides und des Lithiumdeuterides bekannt geworden sind. Nach dort angeführten röntgenographischen Messungen ist die Gitterkonstante von LiD um 5 v. T. kleiner als von LiH. Wir sind somit in der Lage, die im ersten Abschnitt angeführte Formel von Olpin, bei der die Gitterkonstante der Zwischenschicht die Lage des selektiven Maximums bestimmt, mit unserem Versuchsmaterial zu beleuchten.

Wir betonen hier nochmals, daß diese Formel streng nur auf monomolekulare Belegungen anwendbar ist, wie schon de Boer und Teves bemerkt haben. Die absolute Lage der von uns gefundenen Maxima stimmt auch nicht mit den Werten überein, die sich aus der Olpinschen Formel beim Einsetzen der Gitterkonstanten für LiH ($d = 4{,}085\,\text{Å} \pm 0{,}001$) und LiD ($d = 4{,}065\,\text{Å} \pm 0{,}001$) ergeben. Wir berechnen für die Lage des selektiven Maximums der LiH-Kathode $\lambda_s = 2753$ Å, der LiD-Kathode 2726 Å. Die Übereinstimmung ist also qualitativ vorhanden: Bei Verkleinerung der Gitterkonstanten verlagert sich das Maximum nach dem Violetten. Trotz der geringen Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Formel in der absoluten Lage der Maxima scheint den Gedankengängen, die dieser Formel zugrunde liegen, doch ein gewisser wahrer Kern innezuwohnen. Wenn man nämlich die Differenz der so berechneten Maxima bildet, so erhält man $\Delta\lambda_{ber.} = 27$ Å. An unseren drei Zellenpaaren beobachteten wir eine Differenz von 70—120 Å. Wir finden also für die Violettverschiebung des Maximums neben der Richtung eine in der Größe leidlich gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung, wenn man bedenkt, daß die Theorie eine ganze Reihe vereinfachende Annahmen machen muß. Dieser Umstand hat uns zu einem Vorschlag für die Vervollständigung der bisherigen Deutung des selektiven Photoeffektes geführt. Wir glauben, daß der selektive Photoeffekt, d. h. seine genaue spektrale Lage, durch die Überlagerung einer selektiven Lichtabsorption der oberflächlich adsorbierten Alkaliatome und einer selektiven Elektronendurchlässigkeit der Zwischenschicht zustande kommt.

Es steht uns nun ein Weg offen, den Vorgang der selektiven Elektronendurchlässigkeit näher zu präzisieren. Wir fassen hierzu, ähnlich wie es de Boer und Teves[19]) für Salzschichten vorgeschlagen haben, die Hydrid- bzw. Deuteridzwischenschicht unserer Kathoden als lichtelektrische Leiter auf. Tatsächlich sind in unseren Zwischenschichten Alkaliatome eingebaut, darüber hinaus allerdings auch kolloidales Metall. Für die spektrale Lage der optischen Absorptionsbanden von verfärbten Alkalihalogenidkristallen hat Mollwo[20]) auf empirischem Wege die Beziehung gefunden

$$\nu \cdot d^2 = 0{,}50\ \text{sec}^{-1}\,\text{cm}^2$$

wo ν die Frequenz der Mitte des Absorptionsbandes, d die Gitterkonstante bedeutet. Wir haben, in Analogie zu Mollwo, die Größen νd^2 für das LiH-Maximum und für das LiD-Maximum gebildet. Dabei wurde für das LiH-Maximum der gemittelte Wert 295 mμ, für das LiD-Maximum 285 mμ angewendet. Es ergibt sich für LiH ein Wert $\nu \cdot d_H^2 = 1{,}697\ \text{sec}^{-1}\,\text{cm}^2$ für LiD ein Wert $\nu \cdot d_D^2 = 1{,}740\ \text{sec}^{-1}\,\text{cm}^2$. Der erste Wert weicht vom zweiten um 2,5 v. H. ab. Aus der Violettverschiebung und aus dem Umstand, daß die Produkte $\nu \cdot d^2$ gut einander gleichen, glauben wir schließen zu dürfen, daß die Hydrid- bzw. Deuteridzwischenschichten als lichtelektrische Leiter anzusprechen sind, ähnlich den verfärbten Alkalihalogenidkristallen[21]). Die Elektronennachlieferung aus der Unterlage, bzw. aus dem Trägermetall, erfolgt durch den Mechanismus der lichtelektrischen Leitung in der Zwischenschicht. Schon von Elster und Geitel her wissen wir, daß die reinen Alkalihydride keine Leiter sind. Wenn es, mit Rücksicht auf den übereinstimmenden Gittertypus bei den Alkalihydriden und Alkalihalogeniden zulässig sein sollte, die Mollwosche Beziehung direkt auf unseren Fall

[18]) E. Zintl u. A. Harder, Zeitschr. f. phys. Chem. B, **28** (1935), 478, 480; vgl. hierüber auch G. Joos u. H. Böhm, Zeitschr. f. techn. Physik **11** (1935), 432.

[19]) J. H. de Boer u. M. Teves, a. a. O.

[20]) E. Mollwo, Göttinger Nachrichten 1931, S. 97.

[21]) Für die anderen Alkalihydride besteht bis jetzt allerdings noch keine gute Übereinstimmung in den Werten νd^2. Möglicherweise wird diese durch den vermuteten Überlagerungsvorgang oder durch die eingangs angeführten Umstände verdeckt (vgl. Einleitung: beide Schlußsätze).

anzuwenden, so ergibt sich für die absolute Lage der Maxima keine Übereinstimmung, jedoch etwa der halbe Betrag der Violettverschiebung, nämlich 54 Å. Freilich können gegen unseren Vergleich Bedenken erhoben werden. Die Hydrid- bzw. Deuteridschichten sind vielkristallin. Sie enthalten überdies, wie schon oben gesagt, neben den atomaren, auch kolloidale Metalleinschlüsse. Das darf man aus der Oberflächenverfärbung der hydrierten Alkalimetalle schließen. Wir glauben trotzdem, mit diesen Überlegungen den wirklichen Vorgängen der selektiven lichtelektrischen Elektronenemission näherzukommen. Wir präzisieren daher unseren obigen Deutungsvorschlag wie folgt: Der äußere selektive Photoeffekt an zusammengesetzten Photokathoden kommt zustande aus der Überlagerung einer selektiven Lichtabsorption der oberflächlich adsorbierten Alkaliatome und einer selektiven „lichtelektrischen" Leitung der Zwischenschicht. Die lichtelektrische Leitung ist identisch mit der oben angeführten selektiven Elektronendurchlässigkeit. Als solche besorgt sie die Elektronennachlieferung und vermittelt die Neutralisierung der an der Oberfläche adsorbierten Emissionszentren. Unter Umständen sind unsere Versuchsergebnisse an zusammengesetzten Photokathoden geeignet, eine Brücke zu den gut bekannten Vorgängen am inneren Photoeffekt zu schlagen. Wir möchten hervorheben, daß unser obiger Deutungsvorschlag nur an solchen zusammengesetzten Photokathoden zur Anwendung kommen soll, deren Zwischenschicht vor dem Einbau der Alkaliatome aus einem isolierenden Kristallgitter bestehen. Zusammengesetzte Kathoden mit nur metallischen Komponenten, z. B. die nach Ives, scheiden aus diesen Betrachtungen aus.

Am Natrium lassen sich die am Lithium durchgeführten Rechnungen nicht ausführen, da die Gitterkonstante des Natriumdeuterides noch nicht bekannt ist.

Wir möchten noch bemerken, daß man die quantitativen Betrachtungen am Lithium vielleicht noch mit größerer Sicherheit belegen kann, wenn eine größere Anzahl von Einzelmessungen vorliegt. Es ist geplant, diese Messungen zu vermehren und dabei zu prüfen, ob sich die Versuchsbedingungen noch verfeinern lassen.

6. Zusammenfassung

Es werden zusammengesetzte Alkalikathoden vom Schichtentypus $M—MH—M$ untersucht (Trägermetall M—Zwischenschicht MH—adsorbiertes Metall M). Wenn man in diesen Kathoden den leichten Wasserstoff durch schweren mit der Masse 2 ersetzt, so wird bei den leichten Alkalimetallen Na und Li eine Violettverschiebung beobachtet. Bei Na beträgt sie 1—2 mμ, bei Li 7 bis 12 mμ. Bei Kalium wird keine Veränderung gefunden. Rubidium und Cäsium wurden deshalb nicht untersucht. Die Violettverschiebung des selektiven Photoeffektes wird mit der verkleinerten Gitterkonstanten des Alkalideuterides gegenüber dem Hydrid in Verbindung gebracht. Wir bringen versuchsweise die Theorie von Campbell und Fowler in der von Olpin erweiterten Form über die selektive Elektronendurchlässigkeit der kristallinen Zwischenschicht zur Anwendung und finden eine qualitative Übereinstimmung. Mit Rücksicht auf die Mängel, die dieser Theorie eigen sind und mit Rücksicht auf die in der vorliegenden Arbeit gewonnenen experimentellen Ergebnisse wird eine Vervollständigung der Deutung des selektiven Photoeffektes vorgeschlagen. Diese besteht darin, daß die Elektronennachlieferung durch die Zwischenschicht zu den Emissionszentren der Oberfläche über den Mechanismus der lichtelektrischen Leitung erfolgt und daß dieser Vorgang sich der selektiven Lichtabsorption der oberflächlich adsorbierten Alkaliatome überlagert. Der Schwerpunkt des Inhaltes der vorliegenden Arbeit soll zunächst auf dem experimentellen Teile liegen. Die theoretischen Erörterungen sollen als Vorschläge aufgefaßt werden. Der Sinn der gesamten Untersuchung besteht darin, dem Einfluß der „Unterlage" (Zwischenschicht) auf die spektrale Lage der von Gudden und Pohl bzw. Fleischmann eingeführten Oberflächenabsorptionsbande einen Schritt näher zu kommen, und zwar auf eine experimentell übersichtliche Methode.

Ob für die Violettverschiebung noch grundsätzlich andere Erklärungen möglich sind, möchten wir dahingestellt sein lassen.

Herrn Prof. Dr. Gudden-Erlangen danken wir für die Durchsicht der Arbeit sowie für die Mitteilung kritischer Betrachtungen an unserer Arbeitsvorstellung. Sie werden den Fortgang der Versuche und deren endgültige Deutung fördern.

(Eingegangen am 15. Oktober 1936)

Über künstliche Sperrschichten an elektronischen Halbleitern von verschiedenem Leitungstypus

Von Werner Hartmann, Berlin-Siemensstadt

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium II der Siemenswerke)

Inhalt: Künstliche Sperrschichtgleichrichter aus Cu_2O und ZnO.

Durch die experimentelle Erforschung der elektronischen Halbleiter in den letzten Jahren ist es möglich geworden, für Metalloxyde eine Übersicht zu gewinnen, in die sich verschiedene Eigenschaften einreihen lassen. Bei den oxydischen Halbleitern unterscheidet man nach den Anschauungen von Gudden, Schottky und Wagner zwei Hauptgruppen:

1. Oxydationshalbleiter sind solche, deren elektrische Leitfähigkeit mit steigendem Sauerstoffgehalt zunimmt. Dabei ist zu beachten, daß die Oxydation niemals bis zur Bildung einer neuen Phase gehen darf, sondern sie bedeutet nur eine kleine Abweichung von der stöchiometrischen Zusammensetzung. Nur diejenigen Oxyde, deren metallisches Kation noch in höherer Wertigkeit als in dem betreffenden Stoff bekannt ist, zeigen diese Abhängigkeit. Aus den Überlegungen von Gudden, Schottky und Wagner ist zu entnehmen, daß für den Leitungsmechanismus die von Heisenberg und Peierls theoretisch geforderten Elektronendefektstellen wesentlich sind, die eine positive Hallkonstante ergeben, wie sie an Kupferoxydul und Urandioxyd nachgewiesen werden konnte (Defekthalbleiter). Im Gegensatz zu dieser Klasse stehen

2. die Reduktionshalbleiter, deren Leitfähigkeit mit zunehmendem Sauerstoffgehalt abnimmt. Um eine bessere Leitfähigkeit zu erhalten, muß man sie also „reduzieren". Es werden dabei überschüssige Metallatome geschaffen, die ihre Valenzelektronen zur Stromleitung zur Verfügung stellen. Diesen Mechanismus, der eine negative Hallkonstante ergibt, bezeichnet man als „Überschußhalbleitung".

Bei den aus Kupfer–Kupferoxydul hergestellten Trockengleichrichtern ist durch ausgedehnte Versuche, insbesondere von Schottky und Mitarbeitern, die Unipolarität auf die Wirksamkeit einer an der Grenze der beiden Stoffe vorhandenen Sperrschicht zurückgeführt worden. Die Sperrschicht besteht aus einer sauerstoffarmen Kupferoxydulschicht mit relativ hohem Widerstand und geringer Dicke von etwa $\sim 10^{-5}$ cm, die durch Kapazitätsmessung bestimmt wurde. Bekanntlich ist dabei die Richtung Kupfer–Kupferoxydul, also Metall-Sperrschicht-Halbleiter für einen Elektronenstrom bevorzugt. Wollte man an der Deutung der Sperrschicht als einer isolierenden Trennwand zwischen Metall und Halbleiter festhalten, so mußte es möglich sein, in demselben System auch mit dünnen Fremdschichten hohen Widerstandes eine Unipolarität zu erhalten. Der Verfasser hatte früher vor Veröffentlichung der entsprechenden Beobachtungen von Jousé (1) versucht, diese Überlegung an Kupferoxydul zu prüfen. Kupferoxydulplatten wurden einseitig mit dünner Schellackschicht versehen oder mit Isolatoren, wie Naphthalin, Kaliumchlorid, Schwefel in dünner Schicht bedampft. Mit aufgedampften Silberkontakten oder Quecksilberelektroden zeigte sich eine von der Dicke der Isolierschicht abhängige Unipolarität (Abb. 1), die bei einer Schichtdicke von etwa 10^{-4} cm Beträge von $10 \div 30$ erreichte, gemessen als Verhältnis des Stroms in Flußrichtung zum Strom in Sperrichtung bei 2 Volt äußerer Spannung. Der Sinn der Gleichrichterwirkung war der gleiche wie bei Gleichrichtern mit natürlicher Sperrschicht, also bevorzugter Elektronenübergang Metall–Halbleiter. Ohne Isolierschicht war für Kupferoxydul das Ohmsche Gesetz in beiden Richtungen streng erfüllt ($\sigma \sim 1{,}5 \cdot 10^{-5}$ Ohm^{-1} cm^{-1}).

Von besonderem Interesse ist es, die gleichen Versuche mit dem zweiten Typ der oxydischen Halbleiter, den Reduktionshalbleitern, durchzuführen. Ein solcher Halbleiter scheint bei der technisch verwendeten Aluminium–Elektrolytzelle eine Rolle zu spielen. Denn auch mit getrockneten oxydierten Aluminiumschichten, die mit einer Gegenelektrode versehen waren, konnte Störmer (2) eine deutliche Gleichrichterwirkung beobachten. Durch Untersuchung des Sauerstoffeinflusses auf die Leitfähigkeit von Aluminiumoxyd (α-Al_2O_3) konnte Verfasser feststellen, daß es zu den Reduktionshalbleitern zu rechnen ist (3). Wenn man dasselbe

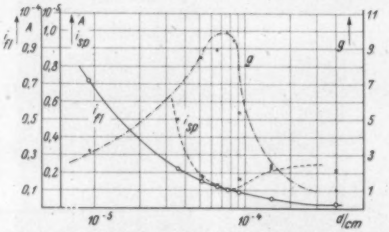


Abb. 1. Abhängigkeit der Gleichrichtung von der Dicke der Isolierschicht Cu_2O

für die elektrolytische Al_2O_3-Schicht annehmen dürfte, so läge es nahe, auf Grund einer Sauerstoffanreicherung an der Elektrolytseite dort die Sperrschicht zu suchen. Man hätte es dann mit einem Gleichrichter zu tun, bei dem als Flußrichtung der Übergang Halbleiter–Sperrschicht–Metall oder Elektrolyt anzusehen wäre im Gegensatz zum Kupferoxydul. Allerdings sind diese Folgerungen nicht unbedingt zwingend, da im Elektrolytgleichrichter nach den Untersuchungen von Verwey (4) nicht die α-, sondern die γ'-Phase eine Rolle spielt.

Zur weiteren Prüfung dieser vermuteten Gesetzmäßigkeiten wurden auf Anregung von Prof. Schottky Versuche mit Zinkoxyd ausgeführt. Nach Untersuchungen von Fritsch (5) und Wagner (6) ist Zinkoxyd ein Reduktionshalbleiter. — Zinkoxydpulver von Kahlbaum wurde ohne Bindemittel in einer Presse zu Pastillen gepreßt (10 mm Durchmesser und 2 mm Dicke). Diese wurden ungefähr eine Stunde an Luft bei 1350° C gesintert; dabei bildeten sich oft Kristallite von mehreren Millimetern Durchmesser aus. Mißt man an diesen Proben mit aufgedampften Silberelektroden die Gleichstromleitfähigkeit, so ist in vielen Fällen eine Unsymmetrie der Kennlinie zu beobachten. Erst durch eine mehrstündige Behandlung im Vakuum bei etwa 400° C ließen sich die Proben so homogenisieren, daß von den kleinsten Spannungen von

wenigen Millivolt an das Ohmsche Gesetz in beiden Richtungen streng erfüllt war. Aquadag wurde vermieden, da es nicht notwendig sperrfreie Elektroden ergab. Zur Herstellung der künstlichen Sperrschicht wurden verschiedene organische Lacke, wie Schellack, Bakelite, Nitrozelluloselack verwendet. Der Lack wurde in sehr dünner Schicht mit einem leicht verdunstenden Lösungsmittel auf die vorher abgeschmirgelte und mit Silberelektroden als sperrfrei erkannte Zinkoxydfläche aufgetragen. Die Dicke wurde durch Wägung bestimmt; durch Wägung dickerer mit der Mikrometerschraube leicht meßbarer Schichten wurde das spezifische Gewicht

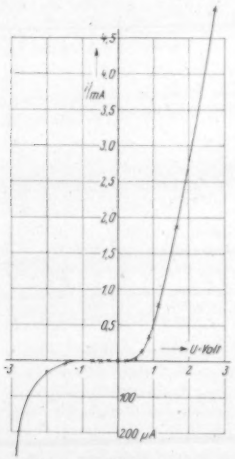


Abb. 2. Kennlinie eines Gleichrichters aus Zinkoxyd mit Lackschicht

erhalten. Als Gegenelektrode wurde Silber oder Gold aufgedampft; durch Gegendrücken einer gleich großen Quecksilber- oder Metallfolienelektrode gegen die künstliche Sperrschicht wurden übrigens ähnliche Meßwerte erhalten. Das Bedampfen muß sehr schnell und kurzzeitig geschehen, um eine Erwärmung des Lackes zu vermeiden. An über 50 Systemen mit verschiedener Leitfähigkeit und Isolierschichtdicke wurde immer folgender Typ der Kennlinie gefunden (Abb. 2), mit mehr oder weniger stark ausgeprägter Asymmetrie. Als bemerkenswertestes Ergebnis zeigte sich in allen Fällen, daß für Elektronen der Übergang Halbleiter–Sperrschicht–Metall bevorzugt war, entsprechend der Hypothese von Schottky, daß in Überschußhalbleitern der Sinn der Gleichrichterwirkung dem in Defekthalbleitern entgegengesetzt ist (7). Tab. 1 zeigt die Abhängigkeit des Stromverhältnisses g von der Dicke der Lackschicht bei einer Leitfähigkeit des Zinkoxyds von etwa 10^{-2} Ohm^{-1} cm^{-1}.

Tabelle 1

d	g (1 Volt)	g (2 Volt)	σ (Ohm^{-1} cm^{-1})
$2 \cdot 10^{-4}$ cm		1	$2{,}4 \cdot 10^{-2}$
$7 \cdot 10^{-4}$	1,5	4	$4{,}2 \cdot 10^{-2}$
$12 \cdot 10^{-4}$	10	18,3	$4{,}2 \cdot 10^{-2}$
$21 \cdot 10^{-4}$	3	6	$2{,}7 \cdot 10^{-2}$
$27 \cdot 10^{-4}$	1	2,6	$2{,}0 \cdot 10^{-2}$
$38 \cdot 10^{-4}$	1	1	$1{,}3 \cdot 10^{-2}$

Die gesinterten Proben hatten zunächst eine um Zehnerpotenzen schlechtere Leitfähigkeit; diese wurde in bekannter Weise im Vakuum, Wasserstoff oder Zinkdampf verbessert. Bei Zinkoxydproben mit schlechterer Leitfähigkeit folgen qualitativ dieselben Ergebnisse, nur sind die Absolutwerte der Ströme kleiner. Um eine mögliche Detektorwirkung, die durch Löcher in der Isolierschicht hervorgerufen werden konnte, zu vermeiden, wurden Glimmerblättchen von einigen μ Dicke verwendet. Es zeigte sich dasselbe Verhalten. Die Absolutwerte der Ströme waren aber bei gleicher Dicke von Glimmer- und Lackschicht bei dem System mit Glimmer kleiner, so daß man annehmen muß, bei Lackschichten bevorzugt die Stellen geringster Dicke durch die elektrische Messung zu erfassen, während ja bei der Bestimmung der Dicke durch Wägung ein Mittelwert erhalten wird. Daß der Gleichrichtungsfaktor g nach Erreichen eines Maximums wieder abfällt, wird dadurch zu erklären sein, daß bei dickeren Lackschichten die Abweichungen der Kennlinie von der Linearität erst bei höheren Spannungen beginnen, wie die Messungen an Glimmer, wo 20 Volt benötigt wurden, um ein Verhältnis g von 5 : 1 zu erhalten, und ein Vergleich von g (1 Volt) und g (2 Volt) in Tab. 1 zeigen. Auch beim Gleichrichter mit Glimmer als Sperrschicht war der Übergang Zinkoxyd–Glimmer–Silber für Elektronen bevorzugt.

Van Geel und De Boer beschreiben einen Gleichrichter (8), der aus dem System Silber–Schellack-aufgedampftes Kalziumfluorid–Cäsium besteht und eine ausgesprochene Unipolarität in dem Sinne zeigt, daß bei negativem Cäsium der Strom größer ist als bei positivem Cäsium. Da, wie die Autoren beschreiben, bei Stromdurchgang Kalzium- und Cäsiumatome in das Kalziumfluorid eingebaut werden, ist dieses als Halbleiter mit Metallüberschuß, also als Reduktionshalbleiter anzusehen. Durch diese Erklärung kommt der von van Geel und de Boer beobachtete Richtungssinn der Sperrwirkung in Übereinstimmung mit den hier beschriebenen Ergebnissen. Dagegen lassen sich die an Zinkoxyd gemessenen Gleichrichterkennlinien nicht durch einfache e-Funktionen darstellen, wie es zur Erklärung nach van Geel durch eine Elektronenemission, erzwungen durch hohe Felder, nötig ist. Auch ist diese Deutung bei einem bevorzugten Elektronenübergang Halbleiter–Leiter nicht mehr zu verstehen.

Zusammenfassung

Nach Untersuchung der Sperrwirkung an Kupferoxydul mit künstlichen Sperrschichten wurden entsprechende Versuche an Zinkoxyd gemacht, welches im Gegensatz zum defektleitenden Kupferoxydul ein Elektronenüberschußhalbleiter ist. Es wurde hier ebenfalls eine sehr ausgeprägte Sperrwirkung gefunden, deren Sinn entgegengesetzt ist wie bei Kupferoxydul.

Schrifttumsnachweis

1. W. P. Jousé, Phys. Zeitschr. d. Sowjet-Union **7** (1935), 1.
2. R. Störmer, Zeitschr. f. techn. Phys. **12** (1935), 508.
3. W. Hartmann, Zeitschr. f. Phys. **102** (1936), 709.
4. E. J. W. Verwey, Zeitschr. f. Kristallographie, Abt. A, **91** (1935), 317.
5. O. Fritsch, Ann. d. Phys. (5) **22** (1935), 375.
6. H. H. v. Baumbach u. C. Wagner, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **22** (1933), 199.
7. W. Schottky, Zeitschr. f. techn. Phys. **16** (1935), 512—513.
8. W. Ch. van Geel u. J. H. de Boer, Physica **2** (1935), 309.

(Eingegangen am 30. September 1936)

Die physikalische Definition der subjektiven Helligkeit und der unbunten Farben

Von A. Kühl, Jena

(Mitteilung aus der Universitätsanstalt für Mikroskopie und angewandte Optik)

Inhalt: Aus bekannten Schwellen- und Blendungsmessungen wird das Wesen und die analytische Formulierung der Begriffe: (subjektive) Helligkeit und (unbunte) Farbe abgeleitet.

Unter der physikalischen Definition von Helligkeit und unbunter Farbe wollen wir einen analytischen Ausdruck verstehen, der die beiden genannten Empfindungen als Funktion der physikalisch meßbaren Leuchtdichte des Objekts und seiner Umgebung angibt.

In diesem Sinne ist als genäherte physikalische Definition der Helligkeit das Fechnersche Gesetz bekannt $c \cdot H = \lg B$, worin c der „konstante" Fechnersche Quotient, H die Helligkeit und B die Leuchtdichte des Objektes bedeutet. Die Gültigkeit dieser Näherung, die die Helligkeit einfach dem log der Leuchtdichte des Objektes proportional setzt, ist — was oft übersehen wird — außerordentlich beschränkt. Zur Erinnerung daran diene eine einfache Demonstration, die zugleich auf den scheinbar recht verwickelten Verlauf der Nebenumstände hinweisen soll. Wir projizieren zunächst in geeignetem Abstand nebeneinander auf dunklem Grund zwei gleiche Grauleitern. Die eine Grauleiter umgeben wir mit einem hellen Umfeld (Abb. 1), um die bekannte Erscheinung festzustellen, daß die Grauleiter im hellen Umfeld dunkler erscheint. Das Fechnersche Gesetz reicht zur Wiedergabe nicht aus, weil es keine Rücksicht auf die Umfeldbeleuchtung nimmt. Bei der Verdunkelung der Felder ist zugleich auch ihr gegenseitiges Helligkeitsverhältnis geändert worden, denn bei hellem Umfeld liegt der stärkste Kontrast benachbarter Felder am hellen Ende der Grauleiter, während er bei dunklem Umfeld am dunklen Ende liegt. Das Fechnersche Gesetz reicht auch hierfür nicht aus, weil es einen konstanten Proportionalitätsfaktor führt.

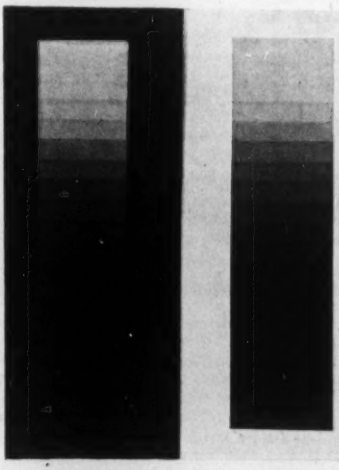


Abb. 1.
Zwei Grauleitern (von gleicher Leuchtdichte in nebeneinanderstehenden Stufen) in verschieden hellen Umfeldern

(Besonders bemerkenswert ist sein deutliches Versagen in dieser Beziehung schon bei der geringfügigen Variation der Leuchtdichten der Projektion.) Bei stetiger Änderung der Leuchtdichte des Umfeldes sieht man deutlich die Wanderung der Stelle besten Kontrastes durch die ganze Grauleiter. Endlich zeigt sich eine ausgeprägte Beeinflussung der Farbe durch die Leuchtdichte des Umfeldes: im dunklen Umfeld steigt die Grauleiter von weißlichgrau zu weiß, im hellen Umfeld fällt sie von schwärzlichgrau zu schwarz; hierüber vermag das Fechnersche Gesetz überhaupt keine Aussage zu machen, weil nach bisheriger Auffassung Helligkeit und unbunte Farbe fälschlich als synonym gelten.

Trägt man alle quantitativen Beobachtungsdaten dieses Gebietes in einem Koordinatensystem,

das die Logarithmen der Umfeldleuchtdichte ($\log U = u$) auf der Abszissenachse und die Logarithmen der Feldleuchtdichte ($\log P = p$) auf der Ordinatenachse zählt, zusammen, so ergeben sich unter Benutzung von Beobachtungsreihen an einem Feld von 5^0 Durchmesser von Blanchard und König-Brodhun (Quelle im Lehrb. d. Phys. Müller-Pouillet, 11. Aufl., Bd. II, S. 1147) die beiden Grenzgeraden des in Abb. 2 gezeichneten Strahlenbüschels und die Schnittpunkte der übrigen Büschelgeraden mit der 45^0-Geraden mit der sogleich anzugebenden Bedeutung:

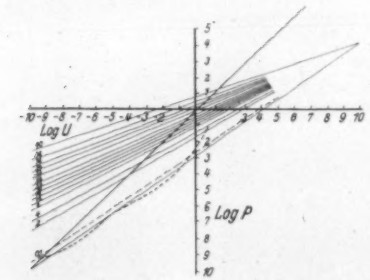


Abb. 2. Das Büschel äquidistanter Helligkeitsgleichen zwischen Schwelle und Blendung im Leuchtdichten-(Logarithmen-)Diagramm von Feld und Umfeld

In einem Umfelde von bestimmter Leuchtdichte kann ein Prüffeld eine so geringe Leuchtdichte haben, daß ihre weitere Verminderung vom Auge nicht mehr bemerkt werden kann; wir nennen diese geringste Feldleuchtdichte die Schwelle; ihr den Beobachtungen recht gut angenäherter Ort ist die untere Büschelgerade in Abb. 2, die „Schwellengerade". Zum anderen kann das Prüffeld eine so hohe Leuchtdichte haben, daß das Auge wegen unerträglicher Blendung eine weitere Steigerung der Leuchtdichte nicht mehr bemerkt; der Ort des Beginns unerträglicher Blendung ist die obere Büschelgerade in Abb. 2, die „Blendungsgerade". Zum dritten kann das Prüffeld eine Leuchtdichte erhalten, die es nur gerade eben von der Umfeldleuchtdichte abhebt; sie ergibt die Fechnersche Unterschiedsschwelle und würde längs des Ortes für die Gleichheit von Umfeld- und Prüffeldleuchtdichte, eben der 45^0-Geraden, der „Fechner-Geraden" in Abb. 2 kleinste Stufen abteilen, von denen einige durch die Schnittpunkte der mit 2, 4, 8 . . n . . 40 numerierten Büschelgeraden mit der Fechner-Geraden in Abb. 2 markiert sind. Im einzelnen gibt der Schnittpunkt der n-ten Büschelgeraden die $n \cdot 82$ste der dem Auge möglichen Unterschiedsstufen auf der Fechner-Geraden an. Man erkennt an den ungleich großen Schritten deutlich die mangelhafte Kontrastempfindlichkeit des Auges nahe der Schwelle und der Blendung.

Diese Darstellung der Beobachtungstatsachen schlägt sofort die Brücke zu allen demonstrierten subjektiven Erscheinungen der unbunten Farbenwelt, wenn wir sie richtig lesen. Die Schwellengerade ist als Ort der geringsten empfindbaren Helligkeit offenbar eine Helligkeitsgleiche, ebenso die Blendungsgerade und folgerichtig alle Büschelgeraden in Abb. 2. Ihre Gleichung, die zugleich der analytische Ausdruck für konstante Helligkeit ist, lautet bei Einführung des Stilb als Leuchtdichteneinheit:

$$\beta = \frac{u - 9{,}95}{p - 4{,}12}, \qquad (1)$$

worin β die Richtungstangente gegen die Ordinatenachse bedeutet.

Die Helligkeit H liegt bei der Darstellung der Abb. 2 gewissermaßen versteckt in dem Richtungswinkel der Helligkeitsgleichen; sie ist aber nicht etwa identisch mit ihm, da wir ja bei gleichförmigem Fortschreiten der Variablen H ungleichförmige Bewegung im Richtungswinkel haben. Es gelingt aber, durch Diskussion der Beobachtungsreihen eine verhältnismäßig einfache Transformation zu finden, bei der die Helligkeit H als gleichförmig fortschreitender Richtungswinkel auftritt; sie lautet:

$$\underline{\lg \operatorname{tang} H = 3 \cdot (\beta - 2{,}075)} \qquad (2)$$

oder mit Rücksicht auf Gl. (1):

$$\lg \operatorname{tang} H = 3 \cdot \left(\frac{2{,}075\, p - u + 1{,}40}{4{,}12 - p} \right). \qquad (2a)$$

Die Schwelle ist gekennzeichnet durch den Wert $H_s^0 = 0^0\,39',\,06$, die Blendung durch den Wert $H_m^0 = 89^0\,54',\,23$ und die dem Auge gerade noch merkbare Helligkeitsstufe durch den Wert $H = 1'\,38'' \sim 100''$. Das dem Auge mögliche Helligkeitsintervall von der Schwelle bis zur Blendung umfaßt also 3285 Stufen.

Gl. (2) bzw. (2a) ist die gesuchte physikalische Definition der Helligkeit.

Setzt man in Gl. (2a) die Feldleuchtdichte gleich der Umfeldleuchtdichte, also $p = u$, so resultiert die Helligkeit längs der Fechnergeraden, d. h. die Helligkeit des Umfeldes H_f:

$$\lg \operatorname{tang} H_f = 3 \cdot \left(\frac{1{,}075\, u + 1{,}40}{4{,}12 - u} \right). \qquad (3)$$

Die Differenz:

$$\underline{H - H_f = F} \qquad (4)$$

gibt die Zahl der Helligkeitsstufen des Feldes über oder unter der Helligkeit des Umfeldes, d. h. durch seinen positiven Wert den Grad der Weiße,

durch seinen negativen Wert den Grad der Schwärze der Feldfarbe an. Das reinste Weiß hat den Wert $F = +89^0 15'$ und existiert nur bei dunkelstem Umfeld, das tiefste Schwarz hat den Wert $F = -89^0 15'$ und existiert nur bei blendendhellem Umfeld. Gl. (4) ist die gesuchte physikalische Definition der unbunten Farben.

Die Verallgemeinerung der Gl. (2) und (4) von dem Prüffelddurchmesser 5^0 auf den beliebigen Durchmesser φ geschieht durch die Beziehung:

$$p = p_\varphi + 1{,}615 \lg \operatorname{tg} \varphi + 1{,}705. \qquad (5)$$

Zusammenfassung

Für das Gebiet der unbunten Farben stellt somit Gl. (2a) in Verbindung mit (5) den allgemeinsten analytischen Ausdruck für die subjektive Helligkeit eines beliebig großen und beliebig leuchtenden Feldes in einem ausgedehnten, beliebig leuchtenden Umfelde dar, während Gl. (4) in Verbindung mit (3) und (2a) den numerischen Wert seiner Farbe in der Schwarz-Weiß-Reihe angibt.

(Eingegangen am 30. September 1936)

Neue optische Beugungserscheinungen an schwingenden Festkörpern

Von L. Bergmann, Breslau

(Nach gemeinsamen Versuchen mit Cl. Schaefer)

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Breslau)

(Hierzu Tafel XIII)

Inhalt: 1. Einleitung. 2. Optische Beugungsbilder bei Durchstrahlung schwingender Festkörper. 3. Optische Beugungsbilder bei Reflexion des Lichtes an der Oberfläche schwingender Festkörper. 4. Zusammenfassung.

1. Einleitung

In den letzten Jahren haben Cl. Schaefer und ich in mehreren Arbeiten[1]) über Beugungserscheinungen berichtet, die wir bei Durchstrahlung eines zu hohen elastischen Eigenschwingungen erregten Festkörpers mit sichtbarem Licht erhielten. Die Anregung des betreffenden Körpers, der meist die Gestalt eines Würfels hat, geschieht in der Weise, daß eine piezoelektrische Quarzplatte auf eine Würfelfläche aufgekittet bzw. mit Öl aufgedrückt wird. Wird der Quarz elektrisch in einer Oberschwingung angeregt, so entsteht in dem Festkörper nicht nur in der Richtung senkrecht zur Quarzoberfläche eine stehende elastische Welle, sondern infolge der Querkontraktion wird der betreffende Körper auch in den anderen dazu senkrechten Richtungen zu hohen elastischen Eigenschwingungen angeregt, so daß sich in dem Körper ein kompliziertes Raumgitter von elastischen Wellen ausbildet. Bildet man durch den schwingenden Würfel optisch mit sichtbarem Licht eine Lochblende auf einem Schirm ab, so erhält man sehr charakteristische Beugungsfiguren, die stets aus Kurven höherer Ordnung um den Zentralfleck bestehen und sich aus einer großen Anzahl einzelner Beugungspunkte zusammensetzen. Die Form des Beugungsbildes ist, wie das Experiment stets zeigte, nur abhängig von den elastischen Daten des betreffenden Körpers und bei nicht isotropen Körpern, wie Kristallen, von der Richtung, in der die Durchstrahlung erfolgt. Die Beugungsfigur ist dagegen unabhängig von der Form und der äußeren Berandung des schwingenden Körpers. Letzteres kann man leicht verstehen, wenn man bedenkt, daß die elastische Wellenlänge, die als Gitterkonstante wirkt, ein vielfaches kleiner ist (etwa 0,1 mm) als der schwingende Körper, so daß man diesen als unendlich ausgedehnt betrachten kann und man dadurch frei von den Randbedingungen wird. Fues und Ludloff[2]) haben theoretisch das Zustandekommen der Beugungserscheinungen behandelt und es gelingt mittels der von der Theorie gelieferten Formeln, aus den experimentell erhaltenen Beugungsfiguren die elastischen Konstanten des betreffenden Körpers mit großer Genauigkeit zu berechnen. Hierzu sind im allgemeinen ein bis höchstens drei Beugungsaufnahmen nötig, die sich an demselben Stück aufnehmen lassen, so daß man ein in sich konsistentes System von elastischen Konstanten erhält, was mit den älteren Methoden nicht möglich ist.

2. Optische Beugungsbilder bei Durchstrahlung schwingender Festkörper

Die folgenden Abbildungen zeigen zunächst noch einige bisher zum Teil noch nicht veröffentlichte Beugungsbilder, die an durchsichtigen Kristallen erhalten wurden. Die Abb. 1 (Tafel XIII) zeigt die Beugungsfiguren, die sich bei zwei Kristallen des hexagonalen Systems, dem Quarz (obere Reihe) und dem Kalkspat (untere Reihe), bei Durchstrahlung in der Z- (optischen), Y- und X-Achse ergeben. Man erkennt deutlich die Ähnlichkeit der einander entsprechenden Bilder und sieht ferner, daß die Symmetrieverhältnisse in der betreffenden Durchstrahlungsrichtung richtig wiedergegeben werden. Die Abb. 2 (Tafel XIII) zeigt die beim Beryll in Richtung der optischen Achse, sowie in einer dazu senkrechten Richtung erhaltenen Figuren. Die Abb. 3 (Tafel XIII) zeigt von 4 Vertretern des regulären Systems: Flußspat, Steinsalz, Sylvin und Lithiumfluorid die Beugungsbilder, die

[1]) Sitzungsberichte d. preuß. Akademie d. Wissenschaften, Heft X (1934), 152; Heft XIII (1934), 192; Heft XIV (1935), 222; Naturwiss. **22** (1934), 685; Rend. d. Acc. Naz. d. Linc. XXI (1935) XIII.

[2]) Sitzungsberichte d. preuß. Akademie d. Wissenschaften, Heft XIV (1935), 222.

jeweils sehr schön die vierzählige Symmetrie zeigen. Die Durchstrahlung erfolgte bei gleicher Kristallaufstellung senkrecht zu einer Würfelfläche. Aus einer Aufnahme lassen sich bei jedem dieser Kristalle die drei elastischen Konstanten, die das reguläre System besitzt, bestimmen. Schließlich bringt die Abb. 4a (Tafel XIII) eine Aufnahme bei Durchstrahlung des Flußspats in Richtung einer Würfeldiagonale — man erkennt die zu erwartende dreizählige Symmetrie — und die Abb. 4b (Tafel XIII) eine beim Zirkon in Richtung der optischen Achse erhaltene Beugungsfigur. Der Zirkon interessierte uns besonders, da er dem tetragonalen System angehört; für Vertreter dieser Kristallklasse sind bisher noch keine elastischen Daten bestimmt worden. Leider ist es außerordentlich schwer, hier geeignete, optisch vollkommen homogene gut durchsichtige Kristalle in genügender Größe zu bekommen, die eine unverzerrte optische Abbildung des Blendenbildes ermöglichen. Auch der zur Aufnahme der Abb. 4b benutzte Zirkonwürfel mit einer Kantenlänge von 8 mm hatte noch schwache Schlieren, die der Grund für die Unschärfe der Aufnahme sind. Hier liegt ein Nachteil der sonst so bequemen optischen Methode zur Bestimmung der elastischen Konstanten vor, daß sie versagt, wenn die betreffenden Stoffe undurchsichtig sind bzw. wenn sie kleine optische Inhomogenitäten aufweisen, die zwar für die elastischen Verhältnisse im großen keine Rolle spielen, aber die zur Beobachtung notwendige feine optische Abbildung zerstören.

3. Optische Beugungsbilder bei Reflexion des Lichtes an der Oberfläche schwingender Festkörper

In diesem Falle scheint nun eine Abänderung der Methode einen Ausweg zu bieten. Es ist klar, daß die Oberfläche eines zu hochfrequenten Schwingungen angeregten Würfels nicht eben bleiben kann,

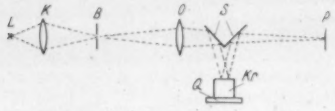


Abb. 5. Versuchsanordnung zur Erzeugung von Beugungsbildern bei Reflexion des Lichtes an der Oberfläche des schwingenden Körpers

so daß man bei Reflexion des Lichtes an der Oberfläche ebenfalls eine Beugungserscheinung erwarten muß. Eine diesbezügliche Andeutung hatten wir bereits bei unseren allerersten Versuchen an schwingenden Quarzwürfeln gefunden. Die Versuchsanordnung wurde nun in folgender Weise (Abb. 5) abgeändert: Eine von einer Lichtquelle L über den Kondensor K intensiv beleuchtete Lochblende B wird mittels des Objektivs O auf dem Schirm P scharf abgebildet. Auf dem Wege von Objektiv O zum Schirm P wird das Licht mit Hilfe des Spiegelpaares S an der versilberten Oberfläche des Kristalls Kr reflektiert. Der Kristall wird wieder in der bekannten Weise durch einen Piezoquarz zu geeigneten Schwingungen angeregt. Man erhält dann in der Tat bei Benutzung von monochromatischem Licht Beugungsfiguren, die nach den bisherigen experimentellen Ergebnissen in ihrer Gestalt von den elastischen Daten des schwingenden Körpers abhängen, jedoch unabhängig von der äußeren Gestalt bzw. Berandung des reflektierenden Körpers sind.

Die Abb. 6a (Tafel XIII) zeigt die in reflektiertem Licht an der Oberfläche eines schwingenden Quarzglaswürfels beobachtete Beugungsfigur. Sie besteht aus einem einzelnen Kreis, der sich aus einzelnen Beugungspunkten zusammensetzt. Bekanntlich ergeben sich bei Durchstrahlung eines isotropen Körpers zwei konzentrische Kreise, wie es die Abb. 6b (Tafel XIII) für Quarzglas zeigt, deren Radien proportional den Ausdrücken

$\frac{1}{\sqrt{\lambda + 2\mu}}$ bzw. $\frac{1}{\sqrt{\mu}}$ sind, wo λ und μ die beiden Laméschen Elastizitätskonstanten sind (μ ist der gewöhnliche Torsionsmodul). Vergleicht man den in Reflexion bei gleicher elektrischer Anregungsfrequenz erhaltenen Kreis mit den in Durchsicht auftretenden, so findet man, daß er mit keinem von diesen letzteren zusammenfällt, sondern außerhalb liegt, wie es punktiert in der Abb. 6 eingezeichnet ist. Sein Durchmesser beträgt etwa das 1,1fache des in Durchsicht beobachteten äußeren Kreisradius, der den Torsionsmodul bestimmt. Ebenfalls einen Kreis erhielten wir bei der Reflexion des Lichtes an der Oberfläche eines hochfrequentschwingenden Stahlstückes.

Die Abb. 6c und 6e (Tafel XIII) zeigen die Ergebnisse, die man bei Reflexion an den Flächen eines Quarzwürfels senkrecht zur X- (polaren) und Y-Achse erhält. Im ersten Fall bekommt man eine schiefliegende Ellipse, die unter dem gleichen Winkel geneigt ist, wie die in Durchsicht gewonnene Figur. Wie die Abb. 6d (Taf. XIII) zeigt, die bei Reflexion des Lichtes an der hinteren Fläche des schwingenden Quarzwürfels aufgenommen wurde, so daß beide Beugungsbilder in Durchsicht und in Reflexion auftraten, umhüllt die Ellipse die in Durchsicht auftretende Figur. (Die gestrichelt eingezeichnete Ellipse stellt die nach der Theorie bei Durchstrahlung der reinen Transversalschwingung zukommende, im Versuch aber nicht auftretende Figur dar.) Bei der Reflexion an der zur Y-Achse senkrechten Fläche ergibt sich eine ellipsenähnliche Figur, die wie Abb. 6e (Tafel XIII) zeigt, gerade liegt entsprechend der in Durchsicht gewonnenen Beugungsfigur und letztere ebenfalls wieder umhüllt (Abb. 6f, Tafel XIII). Schließlich bringen die Abb. 7a und b (Tafel XIII)

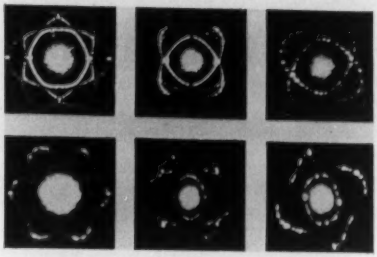


Abb. 1. Beugungsbilder bei Durchstrahlung eines schwingenden Quarzwürfels in der Z-, Y- und X-Achse (obere Reihe) und eines Kalkspatwürfels in den analogen Richtungen (untere Reihe)

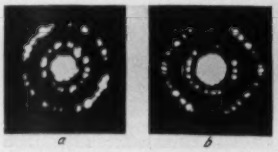


Abb. 2. Beugungsbilder bei Durchstrahlung eines Beryllkristalls in Richtung der optischen Achse (a) und senkrecht dazu (b)

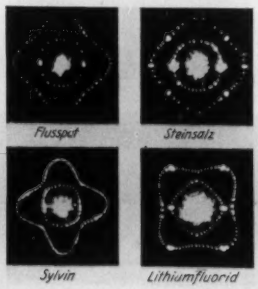


Abb. 3. Beugungsbilder bei Durchstrahlung regulärer Kristalle in Richtung senkrecht zu einer Würfelfläche

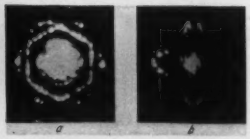


Abb. 4. Beugungsbilder bei Durchstrahlung eines Flußspatkristalles in Richtung der Würfeldiagonale (a) und eines Zirkonkristalles in Richtung der optischen Achse (b)

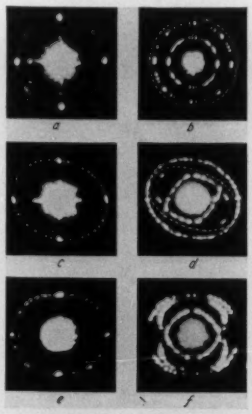


Abb. 6. Beugungsbilder bei Reflexion des Lichtes an der Oberfläche eines schwingenden Glaswürfels (a, b) und eines Quarzwürfels (c—f)

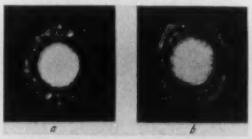


Abb. 7. Beugungsbilder bei Reflexion des Lichtes an der Oberfläche eines Quarzkristalles (a) und Kalkspatkristalles (b) senkrecht zur optischen Achse

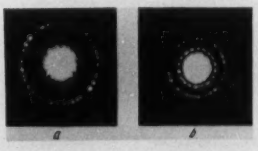


Abb. 8. Beugungsbilder bei Reflexion des Lichtes an der Oberfläche einer schwingenden dünnen Glasplatte bei verschiedenen Frequenzen

die in Reflexion an der zur optischen Achse senkrechten Fläche beim Quarz und Kalkspat erhaltenen Beugungsbilder. Hier zeigt sich die zu erwartende dreizählige Symmetrie. Die letzten Aufnahmen sind zum Teil noch etwas unscharf infolge einer durch Erwärmung verursachten Verschlierung. Es ist jedoch zu hoffen, daß eine Verbesserung der Versuchsanordnung hier bald schärfere Aufnahmen liefert.

Immerhin zeigt das bis jetzt vorliegende Versuchsmaterial, daß es mit der Reflexionsmethode möglich ist, auch an undurchsichtigen Kristallen sowie an Metallen auf optischem Wege elastische Untersuchungen vorzunehmen. Zu erwähnen ist noch, daß, wie die Experimente ergaben, die zu Schwingungen angeregten Körper keineswegs Würfelgestalt haben müssen; die gleichen Figuren treten vielmehr auch bei Reflexion des Lichtes an dünnen Platten auf, die durch einfaches Auflegen auf den schwingenden Piezoquarz zu hochfrequenten elastischen Schwingungen angeregt werden.

Inzwischen ist es H. Ludloff gelungen, die Theorie der im reflektierten Licht gewonnenen Beugungsbilder zu geben und für isotrope Körper sowie für Quarz die Beugungsfiguren aus den elastischen Daten zu berechnen. Zwischen Theorie und Experiment ergibt sich, wie der Vortrag von Ludloff[3]) zeigt, eine weitgehende Übereinstimmung. Hierbei liefert die Theorie noch weiter, daß im Fall des isotropen Körpers der im reflektierten Licht beobachtete Kreis in zwei Kreise aufspaltet, wenn die Dicke der zu Schwingungen angeregten Platte in die Größenordnung der elastischen Wellenlänge kommt. Die Aufspaltung ist dabei um so größer, je größer das Verhältnis elastische Wellenlänge zur Plattendicke wird. In der Tat konnten bei dünnen Glasplatten solche Doppelringe von uns beobachtet werden, wie die letzten beiden Abb. 8a und 8b (Tafel IX) zeigen. In der Abb. 8a sind sogar drei Ringe deutlich zu erkennen. Die Aufnahme ist an einer Quarzglasplatte (Querkontraktionskoeffizient gleich 0,17) von 1 mm Dicke mit einer Schwingungsfrequenz von 7477 kHz gemacht; die den drei Ringen in der Reihenfolge von außen nach innen zuzuordnenden elastischen Wellenlängen sind 0,45, 0,59 und 0,74 mm, das Verhältnis der Radien des ersten und zweiten Ringes beträgt 1,2. Die Aufnahme 8b ist an der gleichen Platte mit einer Frequenz von 5485 kHz aufgenommen; den beiden Ringen entsprechen die elastischen Wellenlängen von 0,61 und 0,94 mm. Im letzten Fall erreicht also das Verhältnis elastische Wellenlänge durch Plattendicke fast den Wert 1 und das Radienverhältnis wird etwa 1,5 im Einklang mit den theoretischen Ergebnissen. Da die z. T. etwas schwierigen Versuche noch in einem Anfangsstadium sind, läßt sich über weitere Einzelheiten noch nichts aussagen.

4. Zusammenfassung

Im Anschluß an früher aufgenommene optische Beugungserscheinungen bei der Durchstrahlung hochfrequent schwingender, durchsichtiger Festkörper wird gezeigt, daß man ähnliche Beugungsbilder erhält, wenn das Licht an der Oberfläche des schwingenden Körpers reflektiert wird.

(Eingegangen am 30. September 1936)

[3]) H. Ludloff, erscheint im Dezemberheft der Zeitschrift f. techn. Phys. und in der Akustischen Zeitschrift.

ABHANDLUNGEN.

Bemerkungen zu der Arbeit von v. Ardenne, Groos und Otterbein „Dispersionsmessungen im Gebiet der Dezimeterwellen“[1]).

Von M. Wien.

Es ist den Verfassern gelungen, zuverlässige Messungen der Dielektrizitätskonstante (DK.) von Flüssigkeiten mit Wellen bis zu 13,45 cm herab zu machen. Auf diese Weise kommen sie in ein Wellenlängengebiet, das nach der Debyeschen Theorie an das Sprungwellengebiet vieler polarer Flüssigkeiten heranreicht. Demnach kann aus ihren Messungen der Dispersion der Dielektrizitätskonstante die Lage der Sprungwelle λ_s bestimmt werden, während früher zu diesem Zweck meist auf die Absorption zurückgegriffen werden mußte, bei der schon aus Messungen mit wesentlich längeren Wellen auf λ_s geschlossen werden kann.

Um aus der Dispersion der Dielektrizitätskonstante ($\Delta\varepsilon$) λ_s zu berechnen, kann man folgende Formel benutzen[2])

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon - n_0^2 = \frac{S \cdot \lambda^2}{\lambda^2 + \lambda_s^2} = \frac{(\varepsilon_0 - n_0^2)\,\lambda^2}{\lambda^2 + \lambda_s^2},$$

worin $S = \varepsilon_0 - n_0^2$ den „Sprung“, ε_0 die statische DK., n_0 den optischen Brechungsexponenten bedeuten. Hieraus

$$\lambda_s = \lambda \sqrt{\frac{\varepsilon_0 - \varepsilon}{\varepsilon - n_0^2}}.$$

[1]) M. v. Ardenne, O. Groos und G. Otterbein, Physik. Zeitschr. **37**, 533, 1936.

[2]) M. Wien, Physik. Zeitschr. **37**, 156, 1936.

Tabelle I.

Äthylalkohol $\varepsilon_0 = 26$			Methylalkohol $\varepsilon_0 = 33$			Wasser $\varepsilon_0 = 80$		
λ in cm	ε	λ_s in cm	λ in cm	ε	λ_s in cm	λ in cm	ε	λ_s in cm
52	21,6	24	52	32,1	10	—	—	—
32	17,0	24	34	29,8	12	—	—	—
13,45	8,4	22	13,45	22,7	10	13,45	77,4	2,5
Schmelzer	—	27	Schmelzer	—	12,6	Hackel[3])	—	2,7

In der folgenden Tabelle I sind die von den Verfassern (v. Ardenne, Groos u. Otterbein) benutzten Wellenlängen (λ), die Dielektrizitätskonstante ε und die nach obigen Formeln berechnete Sprungwellenlänge λ_s angegeben; dabei ist ε dem von den Verfassern gemessenen n^2 einfach gleichgesetzt[4]). In der letzten Reihe sind zum Vergleich die Werte von λ_s angegeben, die im hiesigen Physikalischen Institut nach der Thermometermethode aus Verlustmessungen mit viel längeren Wellenlängen gefunden wurden[5]). Wir sehen, daß unsere Werte und die der Verfasser trotz der verschiedenen Methoden und Wellenlängen in guter Übereinstimmung sind. Offenbar kann also bei diesen Flüssigkeiten λ_s mit Wellenlängen sehr verschiedener Größe und nach verschiedenen Methoden bestimmt werden. Sie verhalten sich wie einfache Dipolflüssigkeiten und folgen der Debyeschen Theorie. Man kann demnach für das ganze Gebiet elektrischer Wellen die Dielektrizitätskonstante und den Verlust aus den Werten von S und λ_s berechnen. Für andere Alkohole haben leider v. Ardenne, Groos und Otterbein die Dispersion noch nicht gemessen. In der folgenden Tabelle II sind neben den obigen Zahlen einige Werte von S und λ_s zusammengestellt. Sie sollen nur eine Übersicht geben.

Tabelle II.

	S	λ_s in cm
Äthylalkohol	24	25
Methylalkohol	31	12
n-Butylalkohol	15,6	150
n-Propylalkohol	18,6	74
Wasser	78,2	2,6
Äthyläther	2,3	1,9

Für Wasser berechnet sich aus der Formel für die Dipolleitfähigkeit $\Delta\varkappa = \frac{S \cdot \lambda_s}{60(\lambda^2 + \lambda_s^2)}$ und $\lambda_s = 2{,}6$ cm die Dipolleitfähigkeit für längere Wellen $\Delta\varkappa = \frac{3{,}4}{\lambda^2}$; für $\lambda = 100$ cm ist demnach $\Delta\varkappa = 3{,}4 \cdot 10^{-4}$, für $\lambda = 1000$ cm $\Delta\varkappa = 3{,}4 \cdot 10^{-6}$. Für kürzere Wellen ergeben sich hieraus schon erhebliche Verluste, die für viele Messungen von Bedeutung sein dürften. Extrapolieren wir auf sehr kurze Wellen $\lambda^2 \ll \lambda_s^2$, so erhalten wir $\Delta\varkappa = \frac{S}{60\,\lambda_s}$ und kommen zu Leitfähigkeiten, die um so höher sind, je größer der Sprung und je kleiner λ_s ist. So erhalten wir für Wasser $\Delta\varkappa = 0{,}5$, hingegen für Butylalkohol $\Delta\varkappa = 0{,}002$.

Tabelle III.

Nitrobenzol $\varepsilon_0 = 36{,}4$			Glyzerin $\varepsilon_0 = 44$		
λ in cm	ε	λ_s in cm	λ in cm	ε	λ_s in cm
72	34,6	18	62	28,6	47
54	33,5	16	53	24,4	53
32,3	31,5	13	34	16,4	50
13,45	26,5	8,5	13,45	10,3	27

Die Verfasser haben weiterhin noch Nitrobenzol, Glyzerin und Rohrzuckerlösungen untersucht. In der Tabelle III sind die Ergebnisse für Nitrobenzol und Glyzerin zusammengestellt. Offenbar sind die Werte von λ_s recht unsicher, vor allem zeigt sich eine starke Abnahme mit der Wellenlänge. Bei Nitrobenzol fand Dahms[6]) 6,8 cm aus Absorptionsmessungen. Ob das

[3]) W. Hackel nach noch nicht veröffentlichten Messungen.

[4]) Infolge der Dämpfung ist ε kleiner als n^2 und λ_s wird größer. Berechnet man diese Wirkung nach der Dipoltheorie, so werden die Werte von λ_s der Tabelle I etwas größer und nähern sich noch mehr unseren Werten. Bei den Flüssigkeiten der Tabellen III und IV wäre der Einfluß auf λ_s größer, besonders bei Glyzerin. Eine Berechnung ist jedoch zwecklos, da bei diesen Flüssigkeiten die Dipoltheorie nicht mehr gültig ist.

[5]) C. Schmelzer, Physik. Zeitschr. **37**, 162, 1936; die Arbeit erscheint demnächst ausführlicher in den Ann. d. Phys. 1936. Die Werte anderer Beobachter streuen etwas. So liegen die Messungen von Malsch und seinen Mitarbeitern meist etwas höher wie die von Schmelzer, sind jedoch von derselben Größenordnung.

[6]) W. Dahms, Ann. d. Phys. **26**, 177, 1936.

Tabelle IV.
Rohrzucker

33 1/3 Gewichts-Prozent $\varepsilon_0 = 70$		λ_s	54.5 Gewichts-Prozent $\varepsilon_0 \approx 58$		λ_s
λ in cm	ε	in cm	λ in cm	ε	in cm
55.0	68.5	8.3	54	52	19
32.5	64.8	7.4	32.9	44	19
13.45	59.4	5.8	13.45	36.7	10.5
Dahms			Dahms		
$\lambda = 830$	—	6.0	50 Gew.-Proz.	—	20.8

Abfallen von λ_s mit λ bei Nitrobenzol und Glyzerin in der Natur der Flüssigkeiten begründet ist oder die Unbeständigkeit und Unzuverlässigkeit dieser Flüssigkeiten hier mitspielt, ist fraglich.

Für Rohrzucker gibt die Tabelle IV den Vergleich zwischen den Werten von v. Ardenne, Groos und Otterbein und Messungen im hiesigen Institut. Es zeigt sich auch hier, wie ja schon an anderer Stelle hervorgehoben wurde, daß die einfache Debyesche Theorie für diese zähen Flüssigkeiten nicht mehr zutrifft. Erwähnt sei noch, daß bei Lävuloselösung aus den Beobachtungen von Schreck[7]) bei einer Welle von 25000 cm λ_s sich zu 4500 cm berechnet, während sich aus den Messungen von Dahms bei 830 cm λ_s nur zu 211 cm ergibt.

Man sieht aus diesen Zusammenstellungen, daß bei vielen Flüssigkeiten die Meßergebnisse sich durch die einfache Debyesche Theorie in einem großen Wellenlängengebiet genau wiedergeben lassen, bei anderen sich jedoch mehr oder weniger große Abweichungen zeigen, Abweichungen, aus denen sich vielleicht Schlüsse auf die Natur dieser Flüssigkeiten ziehen lassen. Jedenfalls wäre es sehr wünschenswert, wenn die Versuche der Verfasser noch auf andere Flüssigkeiten und möglichst noch auf kürzere Wellen ausgedehnt würden.

Jena, Physikalisches Institut der Universität, Oktober 1936.

(Eingegangen 6. Oktober 1936)

[7]) C. Schreck, Ann. d. Phys. **27**, 26, 1936.

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis für das Winterhalbjahr 1936/37.

Universität Berlin. **Wehnelt**: Experimentalphysik I, 4; Praktikum zur Erlangung von Handfertigkeit für das naturwissenschaftliche Arbeiten, 3; Physikalisches Anfängerpraktikum, 7. Ergänzungen, nach Vereinbarung *g*; Physikalisches Praktikum für Mediziner und Pharmazeuten (mit Orthmann), 3; Physikalische Forschungsarbeiten (mit Schumann, Czerny und Orthmann), tägl.; Wehrphysikalische Forschungsarbeiten (mit Schumann und Becker), tägl.; Besprechung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Czerny und Orthmann), 1 *g*. — **Debye**: Die dielektrischen Eigenschaften der Materie, 2. — **Orthmann**: Einführung in die Experimentalphysik, 4; Höhere Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, mit Versuchen, 4. — **Kolhörster**: Strahlungsmessungen mit Ionisationskammer und Zählrohr, 1; Besprechung von Arbeiten aus dem Gebiet der Höhenstrahlung, 1 *g*; Radioaktivität, 1; Geophysik für Physiker, 1; Arbeiten über Höhenstrahlung, für Fortgeschrittene, tägl. — **Czerny**: Wärmestrahlung, experimenteller Teil, 1 *g*; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 8. — **Schüler**: Einführung in die Atomphysik, 1; Spektroskopisches Praktikum (mit Grotrian), 4; Atomphysikalische Forschungsarbeiten, tägl. — **Grotrian**: Spektroskopische Forschungsarbeiten, tägl. — **Philipp**: Die Bausteine des Atomkerns (Einführung), 1; Energiefragen bei Kernprozessen, 1. — **Becker**: Ausgewählte Kapitel der Wehrtechnik, 1. — **Kiebitz**: Die physikalischen Grundlagen der drahtlosen Telegraphie, mit Lichtbildern, 1. — **Trendelenburg**: Einführung in die Schwingungslehre, 1. — **Skaupy**: Wissenschaftliche Grundlagen des Fernsehens, 14tägig, 2. — **Müller**: Ausgewählte Kapitel aus der elektrischen Meßtechnik, 1. — **Schumann**: Wehrphysik I, Seminaristische Übungen, 2; Sprengstoffphysikalische Übungen, 2; Theoretisch-physikalische und ballistische Forschungsarbeiten, tägl.; Physikalisches Praktikum I, 1 1/2. — **v. Laue**: Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Seminar (mit Kohler), 2. — **Stuart**: Mechanik mit Einführung in die theoretische Physik, 4; Molekülbau, 1; Übungen zur theoretischen Physik, 1; Anleitung zum selbständigen Arbeiten in experimenteller Physik, tägl. — **Henning**: Einführung in die Mechanik, 1. — **Möglich**: Theorie der Elektrizität, mit Übungen, tägl. — **Kohler**: Quantentheorie I, 4, Übungen, 1. — **Justi**: Neuzeitliche elektrische Meßmethoden in Physik, Chemie und Technik, 1 *g*. — **Schreiber**: Einführung in die medizinische Elektrizitätslehre, 1 *g*; Praktikum für Strahlenmessung: Licht, Röntgen, Radium (mit Friedrich), nach Vereinbarung; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der Strahlenforschung (mit Friedrich und Risse), tägl. außer Sonnabend. — **Eggert**: Grundlagen und Anwendungen der Photographie: Wissenschaftliche Farben- und Röntgenphotographie, Kinematographie einschließlich Tonfilm und Reproduktionstechnik, 1 1/2. — **Beck**: Photographisches Praktikum. für Anfänger, 1 1/2 *g*, für Fortgeschrittene, 1 1/2 *g*. — **ten Bruggencate**: Methoden der Kosmogonie I:

Sternsysteme, 1; Übungen und Besprechungen über ausgewählte Themen der praktischen Astronomie, für Fortgeschrittene (mit Guthnick und Grotrian), 2 g. — **v. Ficker:** Allgemeine Meteorologie I: Statik und Thermodynamik, 3; Meteorologische Übungen für Anfänger, 2; Anleitung zu meteorologischen Arbeiten, für Fortgeschrittene, 1; Meteorologisches Kolloquium (mit Defant), 2 g. — **Kähler:** Atmosphärische Elektrizität, 1, Übungen aus dem Gebiet der Meteorologie, atmosphärischen Elektrizität und Strahlung, 2, für Fortgeschrittene, tägl. — **Knoch:** Allgemeine Klimakunde, 1. — **Robitzsch:** Die Bearbeitung aerologischer Feuchtigkeitsmessungen, 1; Leitung eigener Arbeiten, tägl. außer Sonnabend g. — **Kölzer:** Geschichte des Wetterdienstes, mit Lichtbildern, 1. — **Bartels:** Physik der höchsten Atmosphärenschichten, 1. — **Zistler:** Praktische Wetterkunde mit Übungen für Anfänger, 2; Synoptische Übungen für Fortgeschrittene, 2. —

Technische Hochschule Braunschweig. Cario: Experimentalphysik I: Elektrizität und Optik, 4; Physikalisches Praktikum I und II, 6; Physikalisches Kolloquium (mit Lübcke), 14tägig, 2 g; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiete der Physik, nach Vereinbarung. — **Bergwitz:** Radioaktivität mit Anwendungen, 1; Physik der Röntgenstrahlen, 1; Radiologisches Praktikum, 1 Nachmittag. — **Hübner:** Sondergebiete der Physik, 3. — **Lübcke:** Angewandte Akustik I: Schallstrahlung und -ausbreitung, 14tägig, 2; Akustische Meßmethoden I, Übungen, 14tägig, 2; Ausgewählte Abschnitte der technischen Physik, Übungen, 14tägig, 2; Physikalisch-technische Arbeiten im Laboratorium, nach Vereinbarung. —

Technische Hochschule Dresden. Tomaschek: Experimentalphysik I, 5; Physikalisches Praktikum I, 3 und 6, II, 9; Praktikum für größere physikalische Arbeiten, täglich; Physikalisches Kolloquium, 1 g. — **Falkenhagen:** Theoretische Physik: Optik, 3, Übungen, 1; Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 2; Größere physikalische Arbeiten, täglich. — **Wiedmann:** Röntgenstrahlen I, 1; Röntgentechnische und spektroskopische Übungen, 3 und 6; Selbständige Arbeiten im Röntgen-Institut, täglich. — **Teichmann:** Das elektrische Verhalten der Materie, 2; Das Elektron, 1. — **Fleischer:** Physikalische Grundlagen der Wehrphysik, 1 g. — **Frieser:** Grundlagen der Photographie, 2; Kolloquium über neuere Forschungen auf dem Gebiete der wissenschaftlichen Photographie, 2 g; Photographisches Praktikum für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, 4, über Sondergebiete, 2; Selbständige Arbeiten im Photographischen Institut, 2, 4, 8, 12, halb- und ganztägig; Kinematographisches Praktikum (mit Joachim), 1 g. — **Klughardt:** Die Berechnung optischer Systeme I: Geometrische Optik und analytische Vorrechnung, 2; Die Fernrohre, 1; Die Photometrie, 1. — **Joachim:** Ausgewählte Kapitel der Kinematographie, 1 g. — **N. N.:** Meteorologie. — **Günther:** Geschichte des mathematisch-physikalischen Unterrichts, Geschichte der Schulmathematik und Schulphysik, 2; Praktisch-pädagogisches Seminar, Praktische Pädagogik, Mathematisch-physikalische Unterrichtslehre, 2. —

Universität München. Gerlach: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 4, Ergänzungsvorlesung, 1; Physikalische Übungen für Anfänger Kurs a, 4, b, 4, Ergänzungskurs c (mit Schütz), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rüchardt und Schütz), täglich; Übungen für Fortgeschrittene (mit Schütz), täglich; Physikalisches Seminar (mit Rüchardt und Schütz), $1/_2$ g. — **Sommerfeld:** Elektrodynamik, 3, Ergänzung, 1, Übungen, 2 g; Seminar (mit Maue), 2 g; Ausgewählte Fragen der Wellenmechanik, 1 g. — **Rüchardt:** Höhere Experimentalphysik III: Elektrische Schwingungen und Wellen, Wechselstrom, 3. — **Schütz:** Atombau und Spektrallinien II, 2. — **Maue:** Einführung in die Atomtheorie, 3; Quantentheorie der Strahlung, 2. — **Auer:** Physikalische Meßverfahren, 1. — **Schmauss:** Wetterkunde I, 3, Übungen und Ergänzungen, 1; Besprechungen für Fortgeschrittene (mit Geiger), 14tägig, 2. — **Geiger:** Allgemeine Klimatologie, 2. —

Universität Münster. Senftleben: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Einführung in das physikalische Praktikum I, 1; Grundlagen und Ziele der Leuchttechnik, 2; Physikalisches Praktikum (mit Durau), 3, 6, ganz- oder halbtägig; Physikalisches Kolloquium (mit Kratzer), 2 g. — **Kratzer:** Elektrodynamik, 5, Übungen, 2; Statistische Mechanik, 4; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2 g. — **Siemens:** Ausgewählte Kapitel aus der Elektrizitätslehre, 2 g. — **Durau:** Physik und Technik des Vakuums, 1. —

Technische Hochschule Wien. Mache: Physik: Optik, Wärmelehre, 2; Experimentalvorlesung über Elektrizität und Magnetismus, 3; Wellenoptik (Physikalische Optik), 2; Physikalisches Praktikum II (mit Aigner und Petritsch), 30. — **Flamm:** Physik: Elektromagnetische Lichttheorie, 2; Strahlenoptik (geometrische Optik), 2; Elektromagnetische Lichttheorie, 2; Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3; Physikalische Rechenübungen, 1; Physikalisches Seminar, 1. — **Aigner:** Physik, 3, Übungen; Hochfrequenzphysik, Elektroakustik und Elektrooptik: Tonfilm und Fernsehen, 3; Fernmeldetechnik, Elektroakustik und Elektrooptik, Laboratoriumsübungen (mit Petritsch), 9. — **Bauer:** Theorie der Bandenspektren, 2; Quantenstatistik, 1. — **Hofbauer:** Die Erzeugung tiefer und tiefster Temperaturen, 2. — **Regler:** Beugung von Röntgen- und Elektronenstrahlen, 2. — **Schober:** Trigonometrische Berechnung eines Objektivs (Anastigmat), 1; Beleuchtungstechnik, 3, Übungen, 1. — **Schmid:** Physikalische Chemie für Physiker, 2. — **N. N.:** Wetter- und Klimalehre für Ingenieure, $1^1/_2$. —

Von nachstehenden Hochschulen waren die Vorlesungsverzeichnisse nicht zu erlangen: Universität Bonn, Göttingen und Tübingen, sowie Technische Hochschule Breslau.

Gesuche.

Physiker

Dr. phil., Assistenten- und Industriepraxis, mehrere Arbeiten, ungekündigt, Pg., sucht Stellung in wissenschaftlichem Laboratorium oder Verlag. Bisheriges Arbeitsgebiet: Hoch- und Niederfrequenz, insbesondere Meßtechnik. Gute physikalische Allgemeinbildung.

Angebote unter **S. H. 62** an diese Zeitschrift.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — DA. III. Vj. 1936: 1400. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.